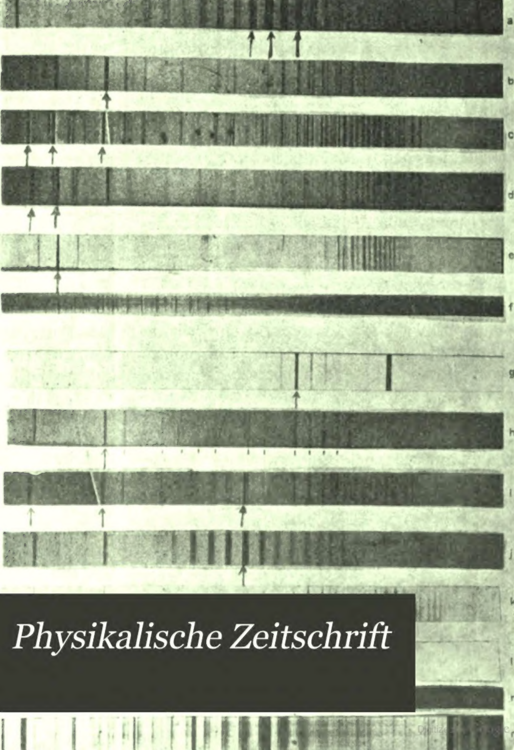


Physikalische Zeitschrift

70 J. P.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. | 1. Juli 1906. | 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 14 am 4. Juli 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

Besprechungen:

Personalien.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des selbsttönenden Lichtbogens.

Von Herm. Th. Simon.

1. El. Thomson[1]), Duddell[2]) und Peukert[3]) haben gezeigt, daß ein Gleichstromlichtbogen zwischen Homogenkohlen imstande ist, in einem ihm parallel geschalteten schwingungsfähigen System aus Selbstinduktion L_2 und Kapazität C_2 (siehe Fig. 1) dauernd ungedämpfte Schwingungen zu unterhalten. Die physikalische Rolle, die der Lichtbogen dabei zu erfüllen hat, ist, dafür zu sorgen, daß die in dem Schwingungskreise durch den Ohmschen Widerstand usw. veranlaßten Energieverluste automatisch aus dem Lichtbogenkreise wieder ersetzt werden. Dadurch wird die beim Anlegen eines $C_2 L_2$-Systems an die Lichtbogenspannung E_2 entstehende gedämpfte Ladungsschwingung zu einer fortdauernden ungedämpften Schwingung, ebenso wie die an sich gedämpfte Schwingung einer Orgelpfeife durch den Anblasemechanismus, die einer Violinsaite durch das Streichen mit dem Violinbogen in eine ungedämpfte Schwingung verwandelt wird.

Das Schaltungsschema des selbsttönenden Lichtbogens ist in Fig. 1 gegeben. Die Numerierung der Zweige gibt die Indices, mit denen in den folgenden Betrachtungen dazugehörige Größen bezeichnet werden sollen.

Die Differentialgleichung der Ladungsschwingung des $L_2 C_2$-Systems, welches an eine konstante Spannung E_2 angelegt wird, lautet

1) The Electrician **46**, 477, 1901.

2) W. Duddell, The Electrician **46**, 269 u. 310, 1900 (Referat: Diese Zeitschrift **2**, 425 u. 440, 1901).

3) W. Peukert, E.T.Z. **22**, 467, 1901.

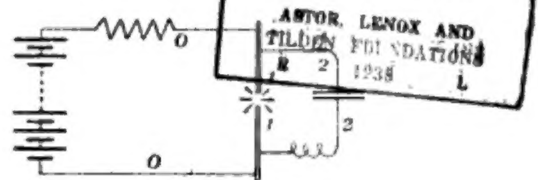


Fig. 1.

$$E_2 = i_2 w_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{\int i_2\, dt}{C_2}.$$

Sie liefert das Integral

$$i_2 = \frac{2 C_2 E_2}{\sqrt{4 L_2 C_2 - w_2^2 C_2^2}}\, \varepsilon^{-\frac{w_2}{2 L_2} t} \sin \frac{4 L_2 C_2 - w_2^2 C_2^2}{2 L_2 C_2}\, t.$$

Um die durch diese Gleichung dargestellte gedämpfte Schwingung in eine ungedämpfte zu verwandeln, ist rechts mit

$$\varepsilon^{\frac{c}{2 L_2} t}$$

zu multiplizieren, was einer Differentialgleichung

$$e_2 = E_2 + c i_2 = i_2 w_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{\int i_2\, dt}{C_2}$$

entspricht.

Man kann also sagen: Der selbsttönende Lichtbogen verhält sich als Bestandteil des Schwingungskreises 2 so, als hätte er einen „negativen Widerstand"; oder als entwickele er eine dem im Parallelkreise 2 fließenden Strome i_2 proportionale E.M.K. $e'_2 = c i_2$, deren Energie $c i_2{}^2$ die Verluste an Joulescher Wärme $i_2{}^2 w$ kompensiert. Duddell[1]) hat für den Fall sehr kleiner Schwingungen gezeigt, daß der Lichtbogen dazu die Bedingungen erfüllen muß

$$\frac{de_1}{di_1} < 1 \text{ und } \left|\frac{de_1}{di_1}\right| > w.$$

1) W Duddell, l. c.

Nennt man $\frac{d e_1}{d i_1}$ den Widerstand des Lichtbogens, so heißt das in Worten (was auch aus der obigen Gleichung abgelesen werden kann): der Lichtbogenwiderstand muß negativ sein und seinem numerischen Betrage nach größer oder wenigstens gleich groß wie der Ohmsche Widerstand des Schwingungskreises. Dabei ist die Annahme gemacht, daß i_0 bei der Schwingung konstant $= \mathfrak{J}_0$ ist, eine Bedingung, die Duddell durch großen Vorschaltwiderstand R_0 und entsprechend große Betriebsspannung erfüllt, die sich aber auch ebenso gut oder besser durch vorgeschaltete große Selbstinduktion L_0 erreichen läßt.

Es ist für die folgenden Betrachtungen wichtig, zu wissen, inwieweit praktisch diese Bedingung $i_0 = \mathfrak{J}_0 =$ const. erfüllt werden kann. Darum wurde in Fig. 2 mit Hilfe eines Oszillographen der Verlauf von i_0 und gleichzeitig i_1 aufgenommen. Fig. 2 ist mit etwa 60 Θ Vorschaltwiderstand, aber ohne vorgeschaltete Selbstinduktion L_0 aufgenommen. Man erkennt, daß die Schwankungen von i_0 sehr klein sind. Durch Selbstinduktion L_0 können sie beliebig unterdrückt werden, wie analoge Aufnahmen mit L_0 zeigten. Wird weder großes w_0 noch großes L_0 gewählt, so ist $i_0 =$ const. allerdings nicht entfernt erfüllt.

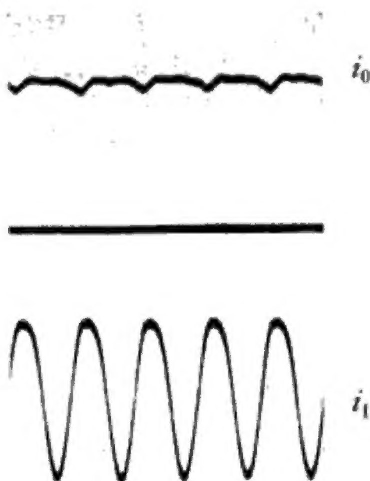


Fig. 2.

2. Allgemeiner lassen sich die Bedingungen, die der Lichtbogen erfüllen muß, um dauernde Schwingungen im Parallelkreise 2 zu unterhalten, folgendermaßen formulieren:

Die Schwingung läßt sich stets in der Form

$$i_2 = \sum_1^\infty \mathfrak{J}_\nu \sin(2\pi\nu t + \varphi_\nu)$$

ausdrücken. Da nach Voraussetzung

$$i_1 = \mathfrak{J}_0 - i_2,$$

so ist

$$i_1 = \mathfrak{J}_0 - \sum_1^\infty \mathfrak{J}_\nu \sin(2\pi\nu t + \varphi_\nu) = \mathfrak{J}_0 + i_1'.$$

Die E.M.K. $e_2 = E_2 + c\, i_2 = E_2 + e_2'$ wird nach der allgemeinen Wechselstromtheorie eine solche Schwingung dann stationär unterhalten, wenn e_2' von der Form

$$\sum_1^\infty E_\nu \sin(2\pi\nu t + \psi_\nu) \text{ ist.}$$

Setzt man hiermit die Energiegleichung

$$E_2 i_2 dt + e_2' i_2 dt = i_2^2 w_2 dt + L_2 i_2 \frac{di_2}{dt} dt + + i_2 dt \frac{\int i_2 dt}{C_2}$$

an und integriert über eine ganze Periode T, so ergibt sich links die während einer Periode zur Unterhaltung der Schwingung geleistete Arbeit, rechts die im Nebenschlußkreise verbrauchte. Dabei ist

$$\int_0^T E_2 i_2 dt = 0.$$

Ebenso

$$\int_0^T L_2 i_2 \frac{di_2}{dt} dt = 0$$

und

$$\int_0^T i_2 dt \frac{\int_0^T i_2 dt}{C_2} = 0,$$

da das magnetische und elektrische Feld in der einen Halbperiode ebensoviel Energie an den Stromkreis zurückliefert, als der Stromkreis in der vergangenen zur Ausbildung der Felder aufwenden mußte.

Somit bleibt, wenn der Lichtbogen dauernde Schwingungen liefert, die Bedingung

$$\int_0^T e_2' i_2 dt = \int_0^T i_2^2 w_2 dt. \qquad (1)$$

Da die rechte Seite stets positiv ist, so folgt, daß beim selbsttönenden Lichtbogen

$$\int_0^T e_2' i_2 dt \text{ stets} > 0 \qquad (1\text{a})$$

und

$$\left|\int_0^T e_2' i_2 dt\right| = \left|\int_0^T i_2^2 w dt\right| \text{ sein muß;} \qquad (1\text{b})$$

d. h. die während einer Periode in den Schwingungskreis gelieferte Arbeit muß positiv und ihrem absoluten Betrage nach so groß sein wie die während einer Periode auftretenden Energieverluste.

Die von der Spannung e_2 während einer Periode im Lichtbogen verbrauchte Arbeit ist

$$\int_0^T e_2 i_1 dt = \int_0^T (E_0 + e_2')(\mathfrak{J}_0 + i_1') dt = \int_0^T e_2' i_1' dt = - \int_0^T e_2' i_2 dt, \text{ da } i_1' = - i_2 \text{ ist;}$$

d. h. sie ist der im Schwingungskreise verbrauchten gleich, aber von entgegengesetztem Vorzeichen. Die in den Schwingungskreis

hineingelieferte Energie wird also scheinbar im Lichtbogen erzeugt. Und als Bedingung des Schwingungsphänomens kann man auch formulieren:

$$\int_0^T e'_2 i'_1 dt < 0 \qquad (2a)$$

$$\left|\int_0^T e'_2 i'_1 dt\right| = \left|\int_0^T i_2^2 w dt\right| \qquad (2b)$$

Wenn e'_2 und i'_1 nicht allzusehr von der Sinusform abweichen, kann man sie durch die sogenannte äquivalente Sinuslinie ersetzen und erhält in der Beziehung (2a) für das Integral der linken Seite

$$E'_{2\,eff} \mathfrak{J}'_{1\,eff} \cdot f,$$

wo f der Leistungsfaktor heißt. Für den Fall, daß sowohl e_2, wie i_1' rein harmonisch verlaufen, wird $f = \cos \varphi$, wo φ die Phasenverschiebung zwischen e'_2 und i'_1, d. h. zwischen der während der Schwingungen über die Lichtbogengleichspannung übergelagerten sinusförmigen Spannung und dem infolge der Schwingungen über den Lichtbogengleichstrom übergelagerten Sinusstrome bedeutet. Wenn die Schwingungen bestehen, muß also nach den oben abgeleiteten Bedingungen dieses φ jedenfalls zwischen 90 und 270° liegen. Es wird um so näher bei 180° liegen müssen, je größer w_2 ist.

3. Die unter 1. und 2. gegebenen Erörterungen sind rein elektrodynamischer Art und gelten ganz allgemein für jeden Leiter, nicht nur für den Lichtbogen. Sie sagen aus, daß ein Leiter, der im Nebenschlußkreise Schwingungen unterhalten kann, mit zunehmendem Strome seinen Spannungsabfall verkleinert, mit abnehmendem vergrößert. Stellt man das Verhalten eines Leiters im Stromkreise durch seine Charakteristik, d. h. die graphische Beziehung zwischen seinem Strom und seiner Spannung dar, so kommt man demnach zu dem früher von Reich und mir ausgesprochenen Satze[1]):

Jeder Leiter mit fallender Charakteristik ist imstande, in einem parallel geschalteten schwingungsfähigen Systeme dauernd Schwingungen zu unterhalten.

Eine Theorie des selbsttönenden Lichtbogens schließt sich daher eng an die Beantwortung der Frage an, welchen Verlauf die Charakteristik des Lichtbogens hat.

Beim Gleichstromlichtbogen weiß man seit lange, daß die Charakteristik eine fallende ist. Mit der Stromstärke selbst wächst die Leitfähigkeit der Lichtbogengase so stark, daß er bei größeren Stromstärken kleineren Spannungsabfall als bei kleineren Stromstärken erzeugt.

Legt man diese Gleichstromcharakteristik, wie es bisher geschah, den Betrachtungen über den selbsttönenden Lichtbogen zugrunde, so erhält man zwar eine Erklärung, daß das Phänomen bestehen kann. Auch sieht man ein, warum in den Gegenden kleinerer Stromstärke (also mit großer Betriebsspannung und vielem Vorschaltwiderstand), wo das Gefälle der Charakteristik viel größer ist, wie bei größeren Stromstärken, das Phänomen leichter zu erhalten ist. Dagegen versagt diese Betrachtung bei der Erklärung vieler anderer Tatsachen, von denen folgende teils bekannte, teils leicht zu beobachtende hervorgehoben seien:

a) Nur Homogenkohlen zeigen die Fähigkeit, Schwingungen zu erregen, obwohl auch Dochtkohlen fallende Charakteristik haben.

b) Die Frequenz der erregten Schwingungen wird von C_2 und L_2 des Schwingungskreises bestimmt, sie wächst mit abnehmendem C_2L_2 ungefähr nach dem Gesetze

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}}, \qquad (3)$$

doch wächst sie unter sonst gleichen Umständen

α) mit abnehmender Bogenlänge,

β) mit zunehmender Betriebsstromstärke.

c) Wird n durch Verkleinern von C_2 und L_2 mehr und mehr gesteigert, so gelangt man schließlich an eine Grenze, wo der Lichtbogen keine Schwingungen mehr erregt. Dieselbe liegt etwa bei $n = 40000$.[1])

Für das Gebiet der elektrischen Schwingungen und der drahtlosen Telegraphie ist aber gerade die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen höherer Frequenz von allergrößtem Interesse.[2]) Von einer Theorie, die über die Ursachen Aufschluß gibt, die die Steigerung der Frequenz beim selbsttönenden Lichtbogen begrenzen, sind aber auch Hinweise zu erwarten, auf welchem Wege sich etwa diese Grenze überschreiten lassen wird.

4. Diese Theorie des selbsttönenden Lichtbogens, die allen Tatsachen gerecht wird, ergibt sich auf Grund einer allgemeinen Untersuchung, die ich vor einiger Zeit über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge veröffentlicht habe.[3]) In dieser Untersuchung ist gezeigt, daß die dynamische Charakteristik eines Lichtbogens, das ist die Charakteristik bei Wechselstromvorgängen im Lichtbogen anders verläuft, als die bei Gleichstrom ermittelte statische; daß nämlich die Wechselstromcharakteristik bei sinkender Stromstärke mit niedrigeren Spannungswerten verläuft, als die bei wachsender;

1) H. Th. Simon u. M. Reich, diese Zeitschrift 3, 278, 1902.

1) Vgl. indesssen K. A. Wertheim-Salomonson, Versl. K. Ak. van Wet. 381, 1902/03 und Beibl. 27, 792, 1903.

2) Vgl. H. Th. Simon u. M. Reich, diese Zeitschr. 3, 278, 1902; 4, 364, 1903 u. H. Th. Simon, diese Zeitschr. 4, 737, 1903.

3) H. Th. Simon, diese Zeitschr. 6, 297, 1905.

daß dieses von mir als Lichtbogenhystereris bezeichnete Phänomen in scheinbar komplizierter Abhängigkeit steht von Lichtbogenlänge, Elektrodenmaterial, Natur des umgebenden Gases, maximaler Stromstärke, Form und Frequenz des Wechselstroms usw. Es gelang mir, eine Theorie dieses Verhaltens zu geben, die die beobachteten Tatsachen in sehr befriedigender Weise beschreibt und eine große Zahl von bisher nicht aufgeklärten Vorgängen am Lichtbogen exakt erklärt. Schon dort habe ich kurz angedeutet, daß auch die Vorgänge am selbsttönenden Lichtbogen durch die Lichtbogenhysteresis ihre Erklärung finden. In den folgenden Erörterungen soll das genauer ausgeführt werden; sie schließen sich daher eng an jene Untersuchungen an.

5. Mit Hilfe eines Duddellschen Hochfrequenzoszillographen wurden die Strom- und Spannungskurven am selbsttönenden Lichtbogen ermittelt und daraus die entsprechenden Lichtbogencharakteristiken konstruiert. Das Schaltungsschema für diese Aufnahmen ist in Fig. 3 skizziert.

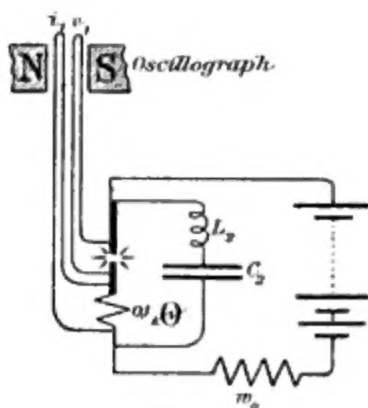


Fig. 3.

Platte 35, 56 und 61 sind als Typen der erhaltenen Strom- und Spannungskurven in Fig. 4—6 reproduziert.

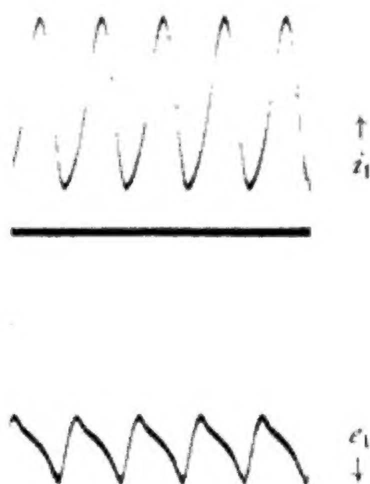


Fig. 4.

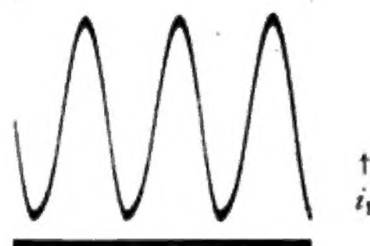
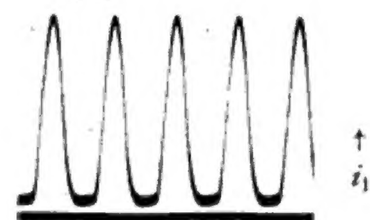


Fig. 5.



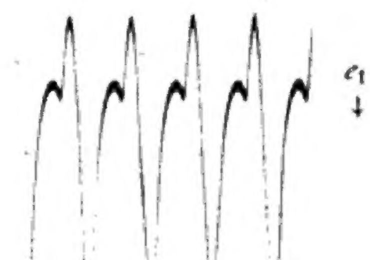


Fig. 6.

Fig. 7 gibt die durch Ausmessung von Platte 61 gewonnenen Kurven quantitativ, und zwar ist außer der e_1- und i_1-Kurve auch noch die $e_1 i_1$-Kurve für spätere Benutzung aufgetragen.

Für den endgültigen Zustand des selbsttönenden Lichtbogens zeigen diese Kurven folgende typische Kennzeichen:

Der aus dem Nebenschlußkreise fließende Wechselstrom (i_2) lagert sich im Lichtbogen über den konstanten Lichtbogenstrom ($\mathfrak{J}_0$), so daß im Lichtbogen ein „Wellenstrom" fließt. Der Wechselstromanteil (i'_1) dieses Wellenstromes hat gegen den Wechselstrom des Nebenschlußkreises eine Phasenverschiebung von etwa 180°, d. h. er wächst, wenn dieser fällt und umgekehrt,

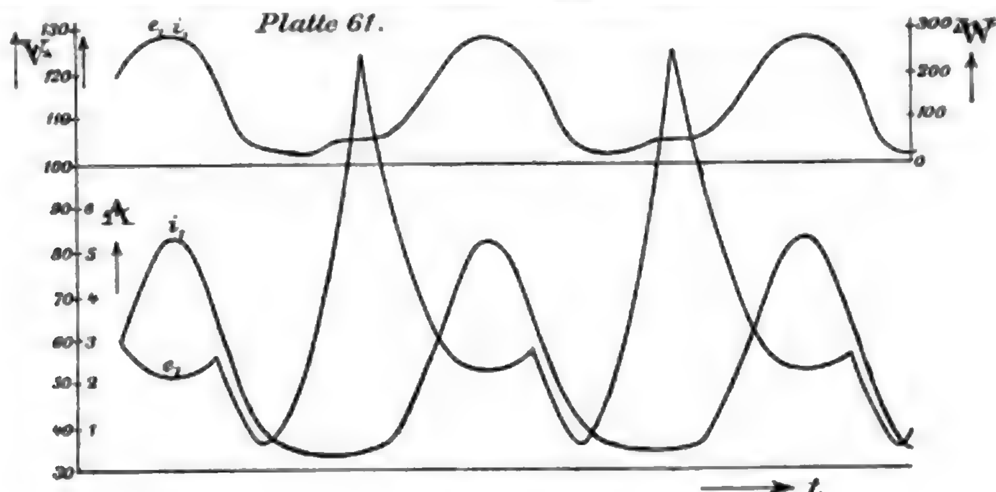


Fig. 7.

wie es oben durch die elektrodynamische Diskussion gefordert wurde. In Fig. 8 ist eine Aufnahme des Stromverlaufes im Lichtbogen und im

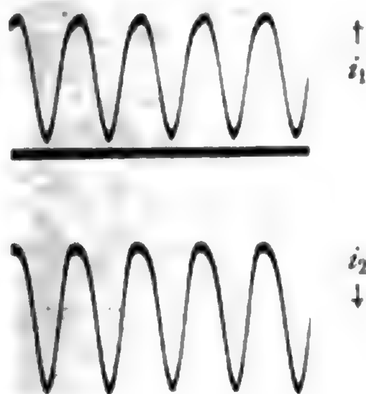


Fig. 8.

Nebenschlußkreise reproduziert, die dieses Verhalten näher illustriert. Die Nulllinie des Lichtbogenstromes i_1 ist um 10 mm nach unten verlegt. Die Nulllinie des Nebenschlußstromes i_2 ist um 10 mm nach oben verlegt.

Fig. 9 ist die aus Platte 35,

Fig. 10 die aus Platte 61 konstruierte Charakteristik.

In der ersteren ist angedeutet, wie sich die hier erhaltenen Charakteristiken den für Wechselstromlichtbögen erhaltenen Formen anpassen.[1])

Man sieht, daß auch hier die Lichtbogenspannung mit wachsendem Strome auf höheren Werten verläuft, wie mit sinkender, und daß auch hier die Charakteristik eine Hysteresisschleife bildet. Der Vorgang verläuft periodisch folgendermaßen:

Nachdem der Strom i_2 im Nebenschlußkreise sein Minimum, der Lichtbogenstrom i_1

1) H. Th. Simon, l. c.

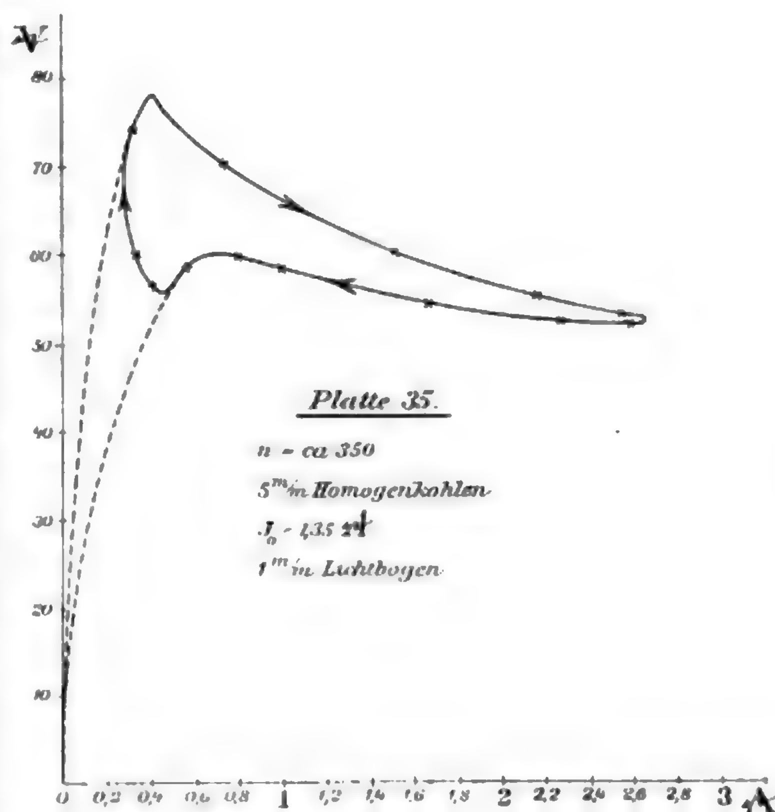


Fig. 9.

also sein Maximum (Fig. 10, Punkt A der Charakteristik) überschritten hat, wird der Lichtbogenstrom rasch kleiner, weil der Nebenschluß jetzt die Stromzufuhr aufnimmt und zur Aufladung seiner Kapazität verwendet. Da der negative Krater seinen beim Strommaximum erreichten weißglühenden Zustand nur langsam verliert, so läßt er auch während der Stromabnahme noch leicht Elektronen austreten, die Leitfähigkeit des Lichtbogens bleibt groß, und der Spannungsabfall auf dem Lichtbogen bleibt auf kleinem Betrage. Die Lichtbogenspannung verläuft auf den relativ niedrigen Werten des Astes ABC der Schleife. Allmählich, nachdem der Nebenschlußstrom sein Maximum erreicht hat (C), nimmt die Stromzufuhr zum Lichtbogen

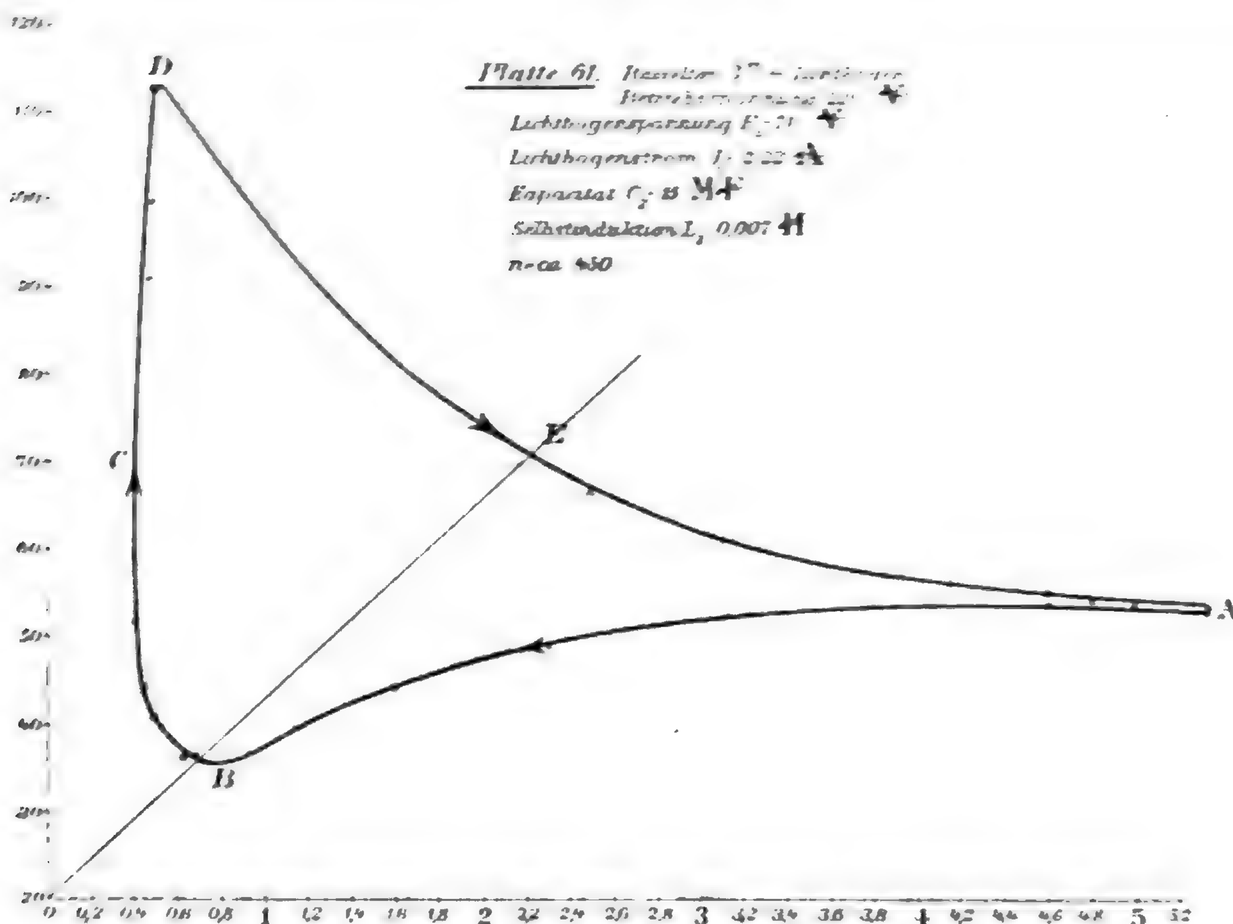


Fig. 10.

wieder zu. Inzwischen aber hat sich der negative Krater mehr und mehr abgekühlt, die Leitfähigkeit des Lichtbogens mehr und mehr verschlechtert. Die gleiche Stromstärke des wachsenden Stromes erfährt daher einen größeren Spannungsabfall, als vorher beim fallenden Strome; der anwachsende Strom verläuft auf dem Aste höherer Spannungen *CDA* der Hysteresisschleife. Dabei wächst die Lichtbogenspannung zunächst an, bis die unter dem Einflusse des Spannungsgefalles den Elektronen erteilte lebendige Kraft ausreicht, durch Ionenstoß die Leitfähigkeit und damit die Stromstärke so zu vergrößern, daß die Kathode wieder in Weißglut versetzt wird (Punkt *D* der Charakteristik). Von da ab fällt dann bei weiter wachsendem Strome die Spannung schnell wieder ab. Ist die Kapazität des Nebenschlußkreises vollgeladen (*E*), so beginnt sie sich rückwärts durch den Lichtbogen wieder zu entladen und vergrößert wieder den Lichtbogenstrom, bis mit der völligen Entladung der Kapazität das Strommaximum im Lichtbogen erreicht ist (*A*) und der Vorgang von neuem beginnt.

Man sieht, daß in allen Fällen vorwiegend „fallende" Charakteristik vorhanden ist, daß aber die Hysteresis auch Strecken wachsender Charakteristik hereinbringt (*CD* und *AB*). Solange ihr Einfluß gegen die fallenden Strecken zurücktritt, kann deshalb trotzdem die Bedingung 1 erfüllt bleiben, obschon „steigende" Strecken Energieentziehung für den Nebenschlußkreis bedeuten.

Die Energieverhältnisse können übrigens an der ei-Charakteristik nicht übersehen werden. Dagegen kann man sich Aufschluß hierüber und zugleich eine Anschauung der durch Gl. 1 dargestellten Bedingung verschaffen durch eine graphische Darstellung, die im Verfolge einer auf meine Anregung unternommenen Untersuchung[1]) über die Entstehungsbedingungen von dauernden Schwingungen Herr H. Barkhausen erdacht hat. Nimmt man mit Hilfe des Doppeloszillographen die Spannungskurve des selbsttönenden Lichtbogens e_2 und der Kapazität C_2 des Schwingungskreises e_c auf und trägt als Abszissen die letztere, als Ordinaten die zugehörigen e_2-Werte auf, so erhält man eine Kurve, deren Inhalt direkt

$$\int_0^T e_2 \, i_2 \, dt$$

proportional ist.

1) Über dieselbe wird an anderer Stelle ausführlich berichtet werden.

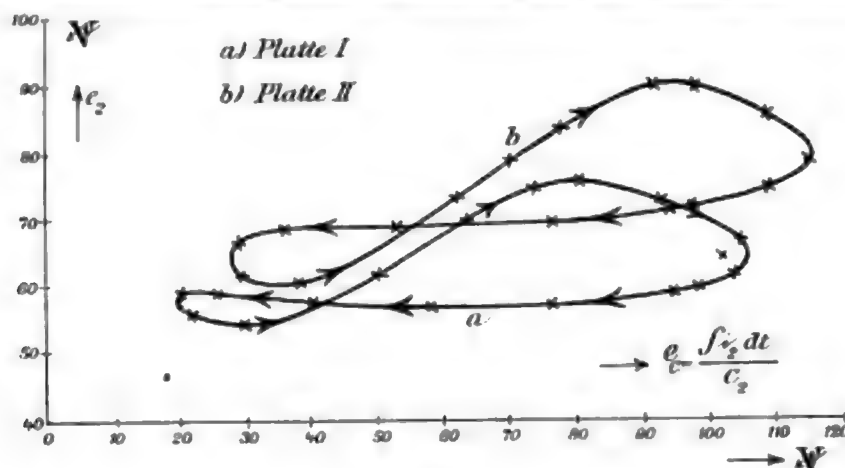


Fig. 11.

Denn

$$e_C = \frac{1}{C_2} \int i_2 dt; \qquad de_C = \frac{1}{C_2} i_2 dt$$

$$e_2 de_C = \frac{e_2 i_2 dt}{C_2} = \frac{(E_2 + e'_2) i_2 dt}{C_2}.$$

Die Integration über eine ganze Periode liefert eine Fläche, die

$$= \frac{1}{C_2} \int e'_2 i_2 dt$$

ist. Flächenstücke, deren Begrenzungslinie bei der Integration im Uhrzeigersinne durchlaufen wird, sind positiv und bedeuten eine ihrem Inhalte proportionale Energieeinwanderung in den Nebenschlußkreis, Flächenstücke, deren Begrenzungslinie bei der Integration entgegen dem Uhrzeigersinne durchlaufen wird, sind negativ und bedeuten eine ihrem Inhalte proportionale Auswanderung. Die Bedingungen 1 sagen demnach aus, daß die Flächen ersterer Art diejenigen letzterer Art überwiegen, d. h. daß im ganzen mehr Energie in den Kreis hinein-, wie aus ihm herauswandert. Ferner muß der absolute Betrag des Überschusses an Flächen ersterer Art, als Energie ausgewertet, gleich sein der während einer Periode im Nebenschlußkreise verbrauchten Energie.

Fig. 11 zeigt einige der aus solchen oszillographischen Aufnahmen von e_2 und e_C konstruierten Energieflächen, die das oben Gesagte bestätigen.[1])

6. Eine weitere Versuchsreihe wurde gemacht, um den Prozeß der Ausbildung der Schwingungen zu verfolgen. Nachdem die Versuchsbedingungen so gewählt waren, daß beim Anlegen des Nebenschlußkreises der Ton regelmäßig einsetzte, wurde das Einsetzen oszillographisch registriert. Fig. 12 zeigt das Resultat. Man sieht, wie Strom und Spannung mit kleinen Amplituden beginnen und zu einem

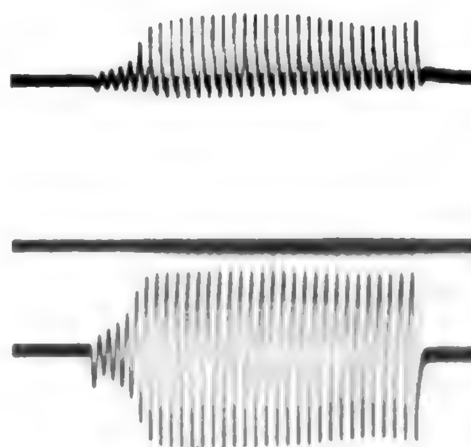


Fig. 12.

Grenzwerte anwachsen. Daß in Fig. 12 bei Anlegen des Nebenschlußkreises der Strom im Lichtbogen zunächst wächst, ist ein Zufall. Da der Nebenschluß periodisch an- und abgeschaltet wurde, so traf es sich zufällig, daß beim Abschalten die Kapazität gerade geladen war. So entlädt sie sich beim Wiederanlegen zunächst durch den Lichtbogen, ehe das Phänomen einsetzt. Ohne diesen Rückstand in der Kapazität zeigt der Lichtbogenstrom gleich nach dem Anlegen des Nebenschlusses natürlich fallende Stromstärke.

Zu einer quantitativen Analyse geeignet ist die in Fig. 13 reproduzierte Platte 26, auf der allerdings der erste Anfang der Schwingung nicht zu sehen ist. Fig. 14 gibt die Entstehungscharakteristik, die sich aus dieser Platte konstruieren läßt. Wenn der Kapazitätskreis an den Lichtbogen angelegt wird, beträgt dessen Spannung 68 Volt, seine Stromstärke 2,3 Amp. Nun verläuft folgender Prozeß:

Die Spannung von 68 Volt sucht die Kapazität aufzuladen; der Ladungsstrom muß wegen

1) Die hier skizzierte Methode ist einer sehr weitgehenden und fruchtbaren Anwendung zu oszillographischen Energiemessungen in Wechselstromkreisen fähig. Es soll darüber in einer besonderen Arbeit berichtet werden.

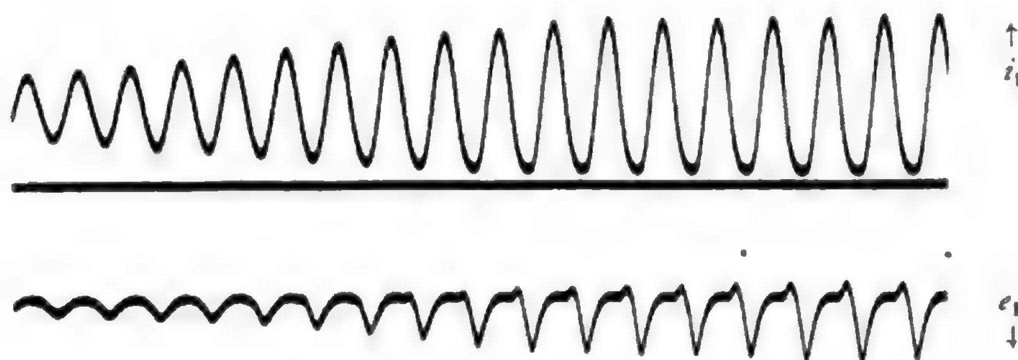


Fig. 13.

Fig 14.

der Selbstinduktion L_2 die Tendenz haben, nach einer gedämpften Sinusschwingung zu verlaufen. Da $\mathfrak{J}_0 = i_1 + i_2 =$ const., so wird derselbe dem Lichtbogenstrome entzogen, so daß dieser kleiner wird, und die Lichtbogenspannung von dem Werte 68 Volt aus auf einer, wie man sieht, fischblasenförmigen Hysteresisschleife zu verlaufen beginnt. (Punkt 1—3 der Fig. 14.)

Solange

$$\left|\int_0^T e'_2 i_2 dt\right| > \left|\int_0^T i_2^2 w_2 dt\right|$$

nimmt die Stromamplitude dauernd zu, die Fläche der Hysteresisschleife erweitert sich mehr und mehr (Punkt 3—29 der Fig. 14). Ihre allmähliche Deformation zu der endgültigen Form bewirkt dabei, wie man sieht, daß der Leistungsfaktor des linken Integrals mehr und mehr von 1 abweicht und numerisch kleiner wird. Mit wachsender Stromamplitude treten mehr und mehr im Aste fallenden Stromes „steigende", im Aste wachsenden Stromes „fallende" Strecken auf, d. h. Strecken, die zu

dem Integrale

$$\int_0^T e'_2 i_2 dt$$

negative Anteile liefern.

Bei welcher Stromamplitude der stationäre Zustand erreicht wird, hängt von den besonderen Betriebsbedingungen ab. Das illustrieren die Aufnahmen Fig. 9 u. 10.

7. Fig. 15 stellt Strom und Spannung dar, wenn das Schwingungsphänomen dadurch ein-

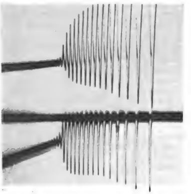


Fig. 15.

geleitet wird, daß man einem Gleichstromlichtbogen relativ großer Stromstärke den schwingungsfähigen Nebenschluß parallel legt und nun durch rasche **Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes** die Stromstärke verringert. Bei großem Strome ist der Lichtbogen nicht imstande, die Schwingungen zu unterhalten. Bei einer bestimmten Stromstärke setzen die Schwingungen mit sehr kleiner Amplitude ein, um dann rasch zu wachsen. Dabei vollführt auch die Spannung mehr und mehr wachsende Schwingungen. Die Stromamplitude wird bald so groß, daß bei der Ladeschwingung der Lichtbogenstrom völlig verlöscht und die Entladeschwingung den Lichtbogen immer wieder neu „zünden" muß. Bis die Kapazität die dazu nötige Spannung erreicht, vergeht eine um so größere Zeit, je langsamer die Elektrizität aus der Betriebsquelle nachgeliefert wird, d. h. je kleiner J_0 ist. So werden, wie man sieht, mit kleiner werdendem J_0 die Schwingungszeiten immer größer, und wenn die Amplitude des Lichtbogens auf 0 heruntergegangen, die Zeiten der Stromlosigkeit immer länger. In diesen Zeiten kühlt sich die Kathode mehr und mehr ab, so daß immer höhere Zündspannungen erforderlich sind (die Charakteristik läuft über stets höhere Spannungsmaxima), bis schließlich die Zündspannung überhaupt nicht mehr erreicht wird, und der Lichtbogen verlöscht. Akustisch verhält sich dabei der Lichtbogen so, daß er zunächst mit weichem Flötentone einsetzt, dann in einen Flatterton übergeht, entsprechend der mehr und mehr von der Sinusform abweichenden Schwingungsform. Fig. 15 zeigt also folgende Tatsachen:

a) Je kleiner die Gleichstromstärke des Lichtbogens ist, desto höhere Schwingungsamplituden kommen unter sonst gleichen Bedingungen zustande.

b) Die Schwingungsamplitude kann größer werden, als die Gleichstromstärke J_0, dann muß die Schwingungsform mehr und mehr von der Sinusform abweichen.

c) Im letzteren Falle wird die Schwingungszahl mehr und mehr von der Betriebsstromstärke J_0 abhängig und zwar wächst T mit abnehmendem J_0, d. h. mit zunehmendem Vorschaltwiderstand.

8. Ein entsprechender Versuch über den **Einfluß der Lichtbogenlänge** ist mit Fig. 16

Fig. 16.

gemacht. Die Lichtbogenlänge wurde sehr klein gewählt bei einer Stromstärke, welche die Schwingungen eben noch nicht unterhalten konnte. Dann wurde schnell die Lichtbogenlänge vergrößert. Man erkennt: zunächst erregt die durch plötzliche Verlängerung des Lichtbogens erzeugte schnelle Änderung der Lichtbogenspannung eine gedämpfte Ladungsschwingung im Nebenschlußkreise, schließlich aber kommt man zu der Bedingung, bei der das Selbsttönen einsetzt. Die Amplituden vergrößern sich sehr schnell bis zum Werte J_0 und darüber, so daß auch hier die Schwingungszeiten größer und größer werden und der Lichtbogen schließlich erlischt.

Digitized by Google

Also:

d) Je länger der Lichtbogen unter sonst gleichen Umständen ist, desto besser ist er imstande, Schwingungen zu erregen, d. h. desto größer wird

$$\int_0^{t_1} e'_2 i_1 \, dt.$$

e) Die Schwingungszeit wächst mit zunehmender Bogenlänge.

Aus 7 und 8 zusammen kann man zusammenfassend die Sätze entnehmen,

f) die Schwingungszeit wächst mit zunehmender Stromamplitude,

g) je größer das Gefälle der Gleichstromcharakteristik ist an der Stelle, wo der zur Schwingungserregung benutzte Gleichstromlichtbogen brennt, desto besser ist dieser geeignet, die Schwingungen zu erregen und desto größere Amplituden erregt er.

9. Alle diese Tatsachen werden durch die von mir gegebene Theorie der Lichtbogenhysteresis eindeutig erklärt[1]):

Diese Theorie nimmt an, daß das Produkt TF aus Temperatur T und Fläche F des negativen Kraters entscheidend ist für den Spannungsabfall, den ein bestimmter Strom auf einer Lichtbogenstrecke erzeugt. Beim Gleichstromlichtbogen stellt sich TF in erster Annäherung dar als ein Gleichgewicht zwischen der ei proportionalen Wärmezufuhr und den durch die charakteristische Konstante W (pro Sekunde und Einheit von TF weggeleitete Wärme gemessenen Verlust $W(TF)$, durch die Beziehung

$$ei = W(TF) \tag{4}$$

bestimmt.

Kennt man die Widerstände des Lichtbogens, die zu den verschiedenen TF-Werten gehören, so läßt sich im ei-Diagramm vom Nullpunkte aus eine Schar von TF-Strahlen ziehen, die durch ihre Schnittpunkte mit den nach Gleichung 4 zugehörigen ei-Werten die statische Charakteristik ergeben. (Vgl. das aus der zitierten Arbeit entnommene Diagramm Fig. 17.)

Im veränderlichen Zustande gilt an Stelle der Gleichung (4) die Gleichung

$$ei = W(TF) + L\frac{d(TF)}{dt}, \tag{5}$$

wo das zweite Glied die bei Veränderung von TF erforderliche Veränderung des Wärmeinhalts der Wärmeableitungsströmung bedeutet.

Variiert ei am Lichtbogen nach einem bekannten Zeitgesetze, so ergibt sich durch Integration das Zeitgesetz, nach dem TF variiert. Die Schnittpunkte zu gleichen Zeitpunkten gehöriger Leistungshyperbeln und TF-Strahlen definieren jetzt die dynamische Charakteristik.

1) H. Th. Simon, l. c.

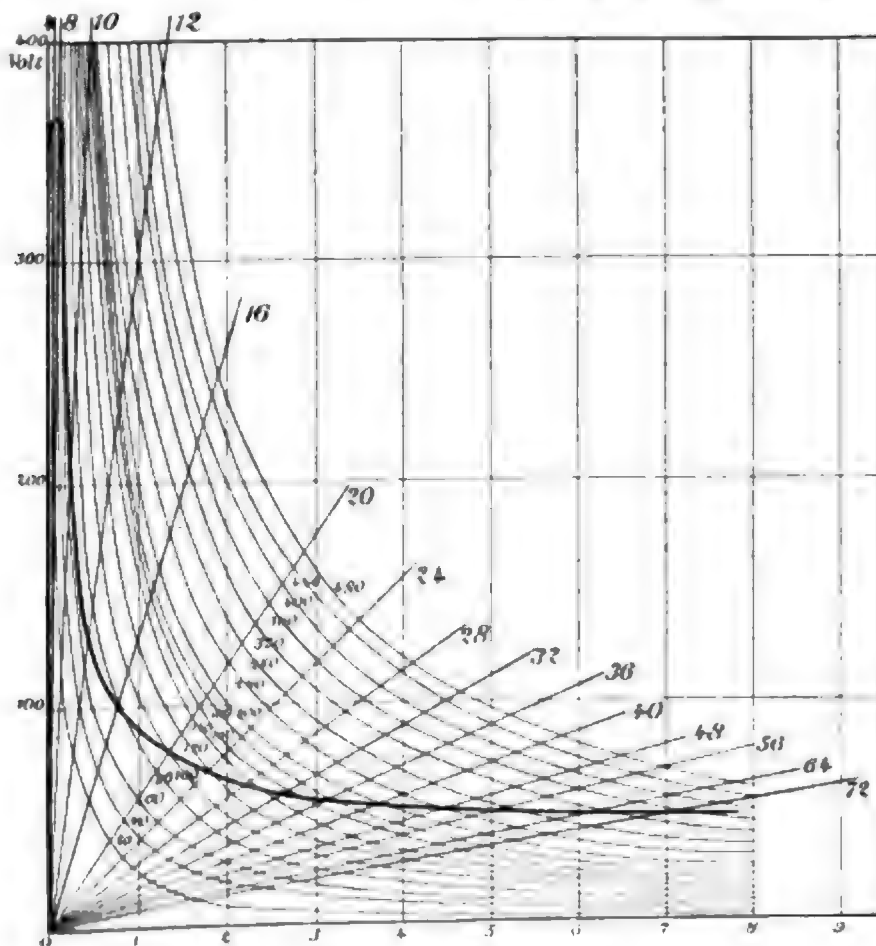


Fig. 17.

10. In erster Annäherung kann angenommen werden, daß beim selbsttönenden Lichtbogen $e\,i$ nach dem Gesetze

$$e\,i = A + B \sin \omega t \tag{6}$$

variiert, denn in erster Annäherung ist der Lichtbogenstrom

$$i_1 = \mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1' \sin \omega t,$$

die Lichtbogenspannung

$$e_1 = E_0 + E'_1 \sin(\omega t + 180) = E_0 - E_1' \sin \omega t,$$

also ist $e\,i$ in erster Annäherung

$$= E_0 \mathfrak{J}_0 + (E_0 \mathfrak{J}_1' - E_1' \mathfrak{J}_0) \sin \omega t - E_1' \mathfrak{J}_1' \sin^2 \omega t.$$

Zeichnet man sich, wie z. B. in Fig. 7 geschehen, die $e_1\,i_1$-Kurve, so erkennt man, daß offenbar das zweite Glied der obigen Gleichung stark vor dem dritten prävaliert und daß man in erster Annäherung setzen darf

$$e\,i = A + B \sin \omega t,$$

wo infolge des über das zweite Glied mit $\sin \omega t$ übergelagerten dritten Gliedes mit $\sin^2 \omega t$ A etwas kleiner ist als $E_0 \mathfrak{J}_0$.

Also hat man

$$A + B \sin \omega t = W(TF) + L \frac{\partial(TF)}{\partial t} \tag{7}$$

zu integrieren.

Man erhält

$$tf = T_0 F_0 + \frac{\frac{B}{W}}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2 L^2}{W^2}}} \sin(\omega t - \varphi) + K \varepsilon^{-\frac{W}{L}t},$$

wo $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{W}$ ist. D. h. zwingt man einem Lichtbogen eine um einen konstanten Wert sinusförmig pulsierende Leistung auf, so vollführt nach einiger Zeit das Produkt tf um den durch $T_0 F_0 = \frac{A}{W}$ definierten konstanten Wert sinusförmig hin- und hergehende Schwingungen, mit einer Amplitude, die durch

$$\frac{\frac{B}{W}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega L}{W}\right)^2}},$$

einer Phasenverzögerung, die durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{W}$$

bestimmt ist.

Unter Zugrundelegung der durch die Ayrtonsche Beziehung $e\,i = 40 + 46\,i$ definierten statischen Charakteristik eines 1 mm Lichtbogens aus Homogenkohlen (Fig. 17) ist im folgenden die Rechnung und Konstruktion für einige Fälle durchgeführt.

a) Abhängigkeit von der Stelle der statischen Charakteristik, an welcher der verwendete Gleichstromlichtbogen betrieben wird:

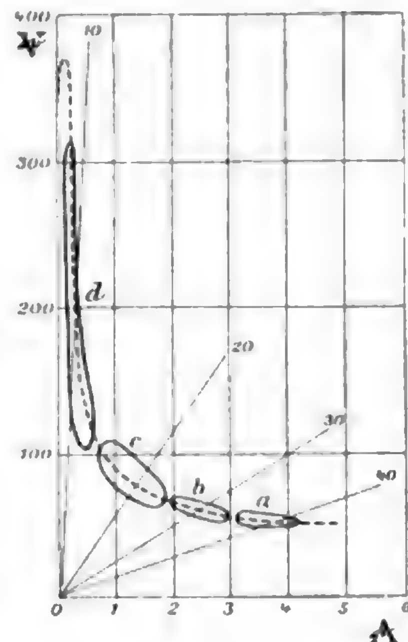


Fig. 18.

$$W = 5; \quad \frac{W}{L} = 3000; \omega = 3000; \operatorname{tg} \varphi = 1; \varphi = 45^0$$

$$e\,i = A + 30 \sin(3000\,t)$$

$$tf = T_0 F_0 + 4{,}25 \sin(3000\,t - 45^0)$$

a) $A = 200$; $T_0 F_0 = 40$.
b) $A = 150$; $T_0 F_0 = 30$,
c) $A = 100$; $T_0 F_0 = 20$,
d) $A = 50$; $T_0 F_0 = 10$,

Man erkennt, daß der „fallende Charakter" der dynamischen Charakteristiken unter sonst gleichen Umständen um so ausgeprägter ist, je kleiner die Betriebsstromstärke des verwendeten Lichtbogens ist. Daraus entnimmt man in Übereinstimmung mit der Erfahrung: der Lichtbogen zeigt das Phänomen des Selbsttönens erst unterhalb einer gewissen Stromstärke (im vorliegenden Falle etwa unterhalb 3 Amp.). Er erregt die Schwingungen um so lebhafter, je kleiner die Stromstärke wird, d. h. mit je höheren Betriebsspannungen (und entsprechend großen Vorschaltwiderständen) man arbeitet. Eine Verringerung der Stromstärke muß schließlich Schwingungsamplituden erregen, die größer sind wie die Betriebsstromstärke des Gleichstromlichtbogens; dann muß das unter § 7 beschriebene und bei kleineren Stromstärken stets zu beobachtende Auslöschen unter Auftreten von Flattertönen eintreten.

b) Abhängigkeit von der Frequenz. (Fig. 19.)

$$W = 5; \quad \frac{W}{L} = 3000;$$

$$e\,i = 150 + 30 \sin \omega t; \quad T_0 F_0 = 30.$$

a) $\omega = 1000$; $\operatorname{tg} \varphi = 0{,}33$; $\varphi = 20$;
$tf = 30 + 6 \sin(1000\,t - 20^0)$.

b) $\omega = 3000$; $\operatorname{tg} \varphi = 1$; $\varphi = 45$;
$tf = 30 + 4{,}25 \sin(3000\,t - 45^0)$.

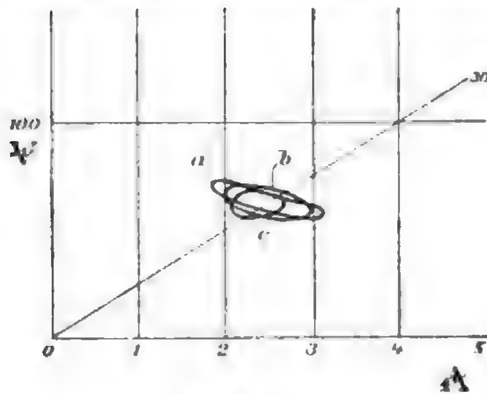


Fig. 19.

c) $\omega = 6000$; $\operatorname{tg} \varphi = 2$; $\varphi = 60$;
$if = 30 + 2{,}23 \sin (6000\, t - 60^0)$.

Man sieht: mit wachsender Frequenz dreht sich die charakteristische Schleife mehr und mehr in dem Sinne, daß die fallende Tendenz in eine steigende übergeht. Darum kann der Lichtbogen Schwingungen oberhalb einer bestimmten Frequenz nicht erzeugen. Diese Grenzfrequenz liegt um so höher, je kleiner die Betriebsstromstärke gewählt wird. Die Aussicht, hohe Frequenzen zu erreichen, ist (in Übereinstimmung mit der Erfahrung) um so größer, mit je kleineren Lichtbogenstromstärken, also mit um so höheren Betriebsspannungen man arbeitet.

c) Abhängigkeit von der Amplitude

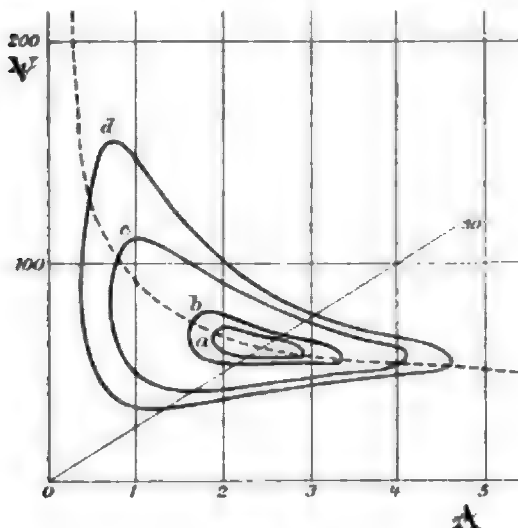


Fig. 20.

$$W = 5; \quad \frac{W}{L} = 3000; \quad \omega = 3000.$$
$$ei = 150 + \sin 3000\, t; \quad \operatorname{tg} \varphi = 1; \quad \varphi = 45;$$
$$if = 30 + \frac{B}{5\sqrt{2}} \sin (3000\, t - 45^0).$$

a) $B = 30$.
b) $B = 50$.
c) $B = 100$.
d) $B = 130$.

Man sieht, wie die aus der Formel berechneten Charakteristiken in ihrem Typus mit den oszillographisch aufgenommenen (Fig. 14) Entstehungscharakteristiken völlig übereinstimmen.

d) Abhängigkeit von der Bogenlänge.

Mit wachsender Lichtbogenlänge verschieben sich nach den Ayrtonschen Untersuchungen die statischen Charakteristiken zu immer höheren Spannungswerten. Zu denselben Stromstärken gehört in dem Gebiete der kleineren Stromstärken stärkeres Gefälle. Mit wachsender Lichtbogenlänge wächst darum nach dem Vorstehenden unter sonst gleichen Umständen die Fähigkeit, Schwingungen zu erzeugen. Das steht durchaus im Einklang mit der Erfahrung. Bei dem Versuche Fig. 16 kommt allerdings der Einfluß der Vergrößerung des Lichtbogens nicht rein zur Geltung, da ja hier gleichzeitig die Stromstärke abnimmt. Ob der hier zu folgernde vorteilhafte Einfluß einer Vergrößerung des Lichtbogens nicht durch andere, die Entstehung der Schwingungen schädigende Einflüsse kompensiert wird, habe ich nicht entschieden. Tatsache ist, daß einmal der mit wachsender Bogenlänge größer werdende Lichtbogenwiderstand die Dämpfung der Eigenschwingung vergrößert, also größere Energie zur Unterhaltung derselben verlangt. Auch wächst mit der Lichtbogenlänge die Neigung des Lichtbogens zum Erlöschen, d. h. der Lichtbogen verträgt, ganz im Sinne unserer Theorie, eine Verringerung seines Stromes nur für kürzere Zeiten. Hiergegen gibt allerdings vorgeschaltete Selbstinduktion L_0 Sicherheit.

Besser als durch Vergrößerung der Lichtbogenlänge erreicht man eine Steigerung der Fähigkeit, Schwingungen zu erregen durch Hintereinanderschaltung mehrerer Lichtbogen. (Fig. 20.) Dann tritt das Prinzip der Superposition

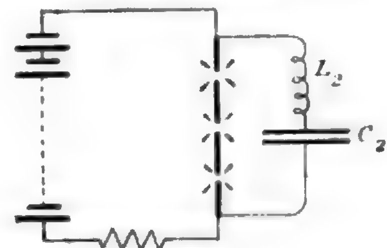


Fig. 21.

der Charakteristiken[1]) in sein Recht und wir erhalten eine beliebige Steigerung des Gefälles, ohne daß gleichzeitig eine Kompensation dieses Vorteils durch den wachsenden Lichtbogenwiderstand eintritt. Es liegt hier dasselbe Prinzip zugrunde, wie den unterteilten Funkenstrecken, die F. Braun[2]) in die drahtlose Telegraphie eingeführt hat.

e) Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial und von dem umgebenden Gase.

Unter b) ist gezeigt, wie unter sonst gleichen

1) Vgl. H. Th. Simon, l. c. § 2.
2) F. Braun, Diese Zeitschr. 5, 193, 1904.

Umständen mit wachsender Frequenz die charakteristischen Schleifen mehr und mehr in die Neigung der *TF*-Strahlen übergehen (Fig. 19), so daß sie für Schwingungen oberhalb einer gewissen Frequenz die Bedingungen der Gl. 2 nicht erfüllen können. Solche können daher von selbst nicht entstehen.

Verändert man jetzt $\frac{W}{L}$, die Konstanten des Lichtbogens, so übersieht man, daß Vergrößerung von $\frac{W}{L}$ die Schleifen wieder rückwärts dreht. Für $\frac{W}{L} = 18000$ statt 3000 erhält man z. B. bei $\omega = 6000$, $\text{tg}\,\varphi = 0{,}33$, $\varphi = 20^0$ und die charakteristische Schleife wird jetzt für $\omega = 6000$ dieselbe, wie bei $\frac{W}{L} = 3000$ für $\omega = 1000$. Bei $\frac{W}{L} = 18000$ sind also Schwingungen der Frequenz $\omega = 6000$ noch möglich, die bei $\frac{W}{L} = 3000$ nicht mehr entstehen konnten.

Wird andererseits $\frac{W}{L}$ klein, so rückt die Grenze der erregbaren Schwingungszahlen immer tiefer. Das ist z. B. der Fall bei Dochtkohlen, wie die Ayrtonschen Messungen und auch die von mir aufgenommenen Charakteristiken[1]) zeigen. Daher erhält man mit Dochtkohlen keine Schwingungen derjenigen Frequenzen, die man mit normal verfügbaren Kapazitäten und Selbstinduktionen erzeugen kann. Sehr langsame Schwingungen müssen sich aber auch mit Dochtkohlen erzeugen lassen.

11. **Das Problem der Erzeugung hochfrequenter Schwingungen**, wie sie namentlich für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie erwünscht sind, darf nach dem Vorstehenden in folgender Richtung eine Lösung erwarten.

Der schwingungserregende Lichtbogen muß mit genügend kleiner Stromstärke, also mit hoher Betriebsspannung erzeugt werden. Er muß erzeugt werden mit einem Lichtbogen, der eine statische Charakteristik von starkem Gefälle besitzt und der einen möglichst hohen Wert der Größe $\frac{W}{L}$ (Gleichung 4) aufweist. Geeignete Substanzen mit solchen Eigenschaften sind vor allem unter den **Metallen** zu erwarten, weil ihre Wärmeleitfähigkeit so hohe Beträge erreicht. Aber auch beim Kohlelichtbogen muß jede Wirkung, die *W* vergrößert, die Frequenz der erregbaren Schwingungen steigern. So z. B. starke Abkühlung der Elektroden, Brennen des Lichtbogens in einem Gase von großer Wärmeleitfähigkeit, wie Wasserstoff usw.[1])

1) H. Th. Simon, l. c.

Es sind im unterzeichneten Institute Untersuchungen unternommen, die sich die systematische Ermittlung der statischen und dynamischen Charakteristiken von geeigneten, namentlich metallischen Lichtbögen, also die Ermittlung der Konstanten *L* und *W* zum Ziele gesetzt haben. Auch scheinen die Versuche, die im Sinne der obigen Folgerungen unternommen wurden, hochfrequente Schwingungen zu erregen, diesen Folgerungen recht zu geben. Darüber wird seinerzeit besonders berichtet werden.

12. Folgende **Ergebnisse** wurden in dieser Untersuchung gewonnen:

a) Es wurden die elektrodynamischen Bedingungen abgeleitet, die ein Leiter erfüllen muß, wenn er imstande ist, in einem parallel geschalteten schwingungsfähigen Systeme ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen.

b) Es wurden oszillographisch dynamische Charakteristiken am selbsttönenden Lichtbogen aufgenommen und diskutiert.

c) Es wurde oszillographisch die Entstehungsgeschichte des Selbsttönens am Lichtbogen in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen verfolgt.

d) Es wurde dadurch aufgeklärt, durch welche besonderen physikalischen Eigenschaften und in welcher besonderen Weise der Lichtbogen die allgemeinen elektrodynamischen Bedingungen als Schwingungserreger erfüllt; dabei wurde namentlich gezeigt, daß sich viele bisher unverstandene Komplikationen durch die Lichtbogenhysteresis eindeutig erklären lassen.

e) Auf Grundlage der von mir entwickelten Theorie der Lichtbogenhysteresis wurde eine Theorie des selbsttönenden Lichtbogens gegeben, die alle beobachteten Erscheinungen in sehr befriedigender Weise beschreibt.

f) Es wurden auf Grund dieser Theorie die Gesichtspunkte zusammengestellt, die zu beachten sind, wenn man mit Hilfe des selbsttönenden Lichtbogens hochfrequente Wechselströme erzeugen will.

1) Wie ich während der Korrektur einer brieflichen Mitteilung der Telefunkengesellschaft entnehme, hat Paulsen auf dem letztgenannten Wege in der Tat eine Verbesserung der Wirkung und Steigerung der Frequenz erzielt. Näheres hierüber habe ich noch nicht in Erfahrung gebracht.

Göttingen, Institut für Angewandte Elektrizität, Mai 1906.

(Eingegangen 31. Mai 1906.)

Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Thoriums.

Von J. Elster und H. Geitel.

Bei der Untersuchung der Radioaktivität der von den heißen Quellen in Baden-Baden

abgesetzten Sedimente hatte sich herausgestellt, daß diese im Gegensatz zu dem „Fango" von Battaglia, dessen Aktivität im wesentlichen durch Spuren von Radium bedingt ist, außer Radium noch einen andern radioaktiven Stoff enthalten mußten, dessen Gegenwart sich durch eine in der Zeit langsam abfallende Kurve der induzierten Aktivität verriet.[1]) Der Versuch, auf chemischem Wege diesen Stoff vom Radium zu trennen, gelang insoweit, als es möglich war, aus dem Badener Sedimente sowohl Radiobaryum, d. h. Baryumsulfat mit unzweifelhaftem Gehalte an Radium, wie auch ein Präparat[2]) abzuscheiden, das in bezug auf sein radioaktives Verhalten qualitativ mit dem der Thorverbindungen übereinstimmte, quantitativ sie dagegen an Strahlungsvermögen weit übertraf.

Diese Ergebnisse sind bestätigt durch die Herren Engler und Sieveking[3]) an reichlichen Mengen desselben Materials, von den Herren Blanc[4]) und Aschoff[5]) an Quellsedimenten von Échaillon und Kreuznach, während gleichzeitige Untersuchungen, ausgeführt in dem Laboratorium des Herrn Ramsay[6]) und von Herrn Giesel[7]), zu der Erkenntnis geführt haben, daß das Thorium sowohl in einem seiner reichhaltigsten Erze, dem Thorianit, sowie in andern Thormineralien, von einem Körper begleitet ist, der ebenfalls die Radioaktivität des Thoriums in größter Intensität zeigt, ohne selbst mit Thorium identisch zu sein.

Durch die genannten Arbeiten sind zwei weitere Fragen angeregt worden, die ein größeres Interesse bieten: die erste betrifft die Natur des neuen radioaktiven Stoffes und hat zum Ziele seine chemische Isolierung, die zweite handelt von seiner Beziehung zu dem Thorium, dessen selbständige radioaktive Eigenschaften nunmehr zweifelhaft geworden sind.

Der Kürze des Ausdrucks wegen wollen wir im folgenden dem von Herrn O. Hahn gemachten Vorschlage entsprechend den Namen Radiothor für die hier in Rede stehende Substanz verwenden. Wir verstehen demnach unter diesem Namen einen Stoff, dessen Radioaktivität in allen Beziehungen der der Thorverbindungen gleicht, dabei aber wesentlich höher ist als die einer gleichen Gewichtsmenge Thoriumhydroxyds und im Laufe eines Jahres eine Abnahme nicht hat erkennen lassen. Es dürfte zurzeit nicht möglich sein, die Erklärung schärfer zu fassen, wir haben mit Absicht unterlassen, von vornherein Aussagen über etwaige chemische Eigenschaften darin aufzunehmen, da diese bei der geringen Menge des verarbeiteten Materials, die noch nicht einmal eine Schätzung des darin enthaltenen Quantums an reiner Substanz zuläßt, keine Sicherheit gewähren.

Entsprechend unsern ersten Erfahrungen haben wir auch die weiteren Untersuchungen an Sedimenten von Thermalquellen vorgenommen. Unsere Bemühungen erfuhren, wie wir hier dankend hervorheben möchten, eine wesentliche Förderung zunächst durch das Entgegenkommen der Großherzoglichen Badeverwaltung in Bad Nauheim und des Herrn K. Aschoff in Bad Kreuznach, die uns kostenlos große Quantitäten der betreffenden Sedimente zur Verfügung stellten, sodann besorgte die Chininfabrik von Dr. Buchler & Co. in ihrem Laboratorium unter Leitung und gütiger Vermittlung von Herrn Giesel ebenfalls kostenlos die Aufbereitung der Sedimente im großen, während die Kosten, soweit sie die Arbeiten in unserem Laboratorium betrafen, aus der Jagor-Stiftung bestritten wurden.

Es liegt nicht in unserer Absicht, alle die vielfachen Bemühungen eingehend zu beschreiben, radiothorhaltige Substanzen von höherer Aktivität aus den genannten Quellsedimenten zu isolieren, wir beschränken uns auf eine Darstellung der diesem besonderen Zwecke angepaßten Methoden, die vielleicht auch anderen Arbeitern von Nutzen sein können und der allerdings nur vereinzelten Fälle, in denen eine bemerkenswerte Konzentration der Aktivität erzielt ist.

Elektroskopische Kontrolle der Präparate. Die Prüfung des Strahlungsvermögens der im Laufe der Untersuchung erhaltenen Präparate geschah ausschließlich mittels der durch sie bewirkten Ionisierung der Luft in einem geschlossenen Metallzylinder. Für eine weitere chemische Bearbeitung haben nur solche Produkte ein Interesse, die nach gewisser Zeit der Reife, d. h. nach Erreichung des radioaktiven Gleichgewichts, eine konstante Aktivität zeigen; bei allen Körpern mit hoher Abfallskonstante ist ja von vornherein keine Aussicht vorhanden, sie in größeren Mengen chemisch zu isolieren.

Als Elektrometer diente, wie früher, unser Zerstreuungsapparat, dessen Schutzzylinder auch unten mittels eines mit zentraler Bohrung versehenen Bodens geschlossen wurde. In diesen so gebildeten zylindrischen Raum führten wir das gewogene, in einem offenen Pappschächtelchen befindliche zu untersuchende Präparat ein; alsdann maßen wir den Potentialabfall des Zerstreuungskörpers in einer mit der Stechuhr bestimmten Zeit.

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **5**, 321, 1904.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **6**, 67, 1905.
3) C. Engler, Zeitschrift f. Elektrochem. **11**, 714, 1905.
4) G. A. Blanc, diese Zeitschrift **6**, 703, 1905.
5) K. Aschoff, Zeitschr. f. öffentl. Chem. **15**, 1905.
6) Hahn u. Sackur, Ber. d. deutschen chem. Gesellsch. **38**, 1768, 1905; O. Hahn, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **2**, 233, 1905.
7) F. Giesel, Ber. d. deutschen chem. Gesellsch. **38**, 2381, 1905.

Bei der speziellen Aufgabe, die wir uns gestellt hatten, interessierte vor allem die Frage, wieviel mal ist eine gewonnene Radiothorabscheidung wirksamer als eine gleiche Gewichtsmenge eines analogen Thoriumpräparats. Da es sich bei diesen Bestimmungen im wesentlichen um durch Ammoniak oder Kalilauge erzeugte Niederschläge handelte, so wählten wir als Vergleichssubstanz das Thoriumhydroxyd als chemisch rein von Kahlbaum bezogen. Im Verlaufe unserer Untersuchungen ist uns keine Verbindung dieses Elementes bekannt geworden, die auch nur annähernd eine gleich hohe Aktivität (ohne Trennung der α-, β-, γ-Strahlen und der induzierten Aktivität) gezeigt hätte. Wir haben also im folgenden die erzeugten Radiothorpräparate mit der aktivsten Verbindung des gewöhnlichen Thoriums verglichen.

Aus den erlangten Beobachtungsdaten ließ sich berechnen, welchen Potentialabfall, gemessen in Volt, ein Gramm der betreffenden Substanz in einer Stunde hervorgerufen haben würde. Bei Quantitäten, die 300 mgr nicht überstiegen, war für ein und dieselbe Thoriumverbindung diese Zahl in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen Rutherfords sehr nahe eine Konstante. In Tabelle I sind derartige Messungen für verschiedene Gewichtsmengen des Thoriumhydroxyds zusammengestellt.

Tabelle I.
Aktivität des Thoriumhydroxyds.

Datum	Angewandte Gewichtsmenge mgr	Potentialabnahme in Volt pro Gramm und Stunde
8. Nov. 1904	270	6000
10. Nov. 1904	11	6200
27. März 1905	100	6100
9. Mai 1905	80	6140
4. März 1906	10	6080

Im Mittel ergibt sich demnach für das Thoriumhydroxyd ein Potentialabfall, reduziert auf das Gramm und die Stunde von 6104 Volt. Diese Zahl ist nicht nur innerhalb der Grenzen von 10 bis 300 mgr, sondern auch wohl beträchtlich darüber hinaus von der angewandten Gewichtsmenge unabhängig, aber abhängig von den Dimensionen des Apparats, der Größe und dem Orte der Schächtelchen. Sie soll für alle untersuchten Substanzen im folgenden der Kürze des Ausdrucks wegen mit „Aktivität" bezeichnet werden.

Es liegt auf der Hand, daß die Größe der Schachteln nicht ohne Einfluß auf das Ergebnis der Messung sein kann. Denn das Innere derselben überkleidet sich mit induzierter Aktivität, deren Intensität wiederum von der Menge der von dem Präparate abgegebenen Emanation abhängt. Dieser Fehler hätte vermieden werden können, wenn unmittelbar vor jeder Messung jedes Präparat in ein noch ungebrauchtes Schächtelchen eingebracht worden wäre. Dies war indes praktisch nicht durchführbar, denn dadurch wären bei den äußerst geringen Mengen verhältnismäßig starke Verluste unvermeidlich gewesen. Wir haben daher diese Ungenauigkeit in den Kauf genommen und den Einfluß des Fehlers dadurch abzuschwächen gesucht, daß wir allen Schachteln genau gleiche Größe gaben. Daß bei allen Messungen für eine konstante Stellung des Präparats im Zerstreuungsraume Sorge getragen, sowie daß der Betrag der natürlichen Ionisation der Luft in Abrechnung gebracht wurde, ist selbstverständlich.

Die erhaltenen Zahlen sind nur vergleichbar, wenn im Zerstreuungsraum jedesmal Sättigungsstrom bestand; bei der Kleinheit des Raumes und der Höhe der angewandten Potentialdifferenz von 100—200 Volt muß diese Voraussetzung nahe genug erfüllt gewesen sein. Im übrigen sei darauf hingewiesen, daß es sich bei diesen Messungen wesentlich darum handelte, aus dem am Zerstreuungselektrometer erhaltenen Befunde Vorschriften für die weitere chemische Behandlung der einzelnen Abscheidungen zu entnehmen.

Neben dem elektroskopischen Nachweise der Radioaktivität kann natürlich bei größerer Intensität auch die Erregung des Baryumplatincyanürschirmes (für β- und γ-Strahlen) und die Szintillation des Zinksulfids (bei Emanation und α-Strahlen) als Kennzeichen benutzt werden.

Die erste Erscheinung trat deutlich ein bei einem Präparate, dessen β- und γ-„Aktivität" 60000 betrug, die zweite erforderte eine Intensität von etwa 320000.

Bearbeitung der Sedimente aus Bad Nauheim. Von dem großen Quantum Thermalschlammes, das uns die Großherzogl. Badedirektion in Bad Nauheim zur Verfügung stellte, gelangten in der Buchlerschen Chininfabrik zu Braunschweig 75 Kilogramm zur Aufbereitung. Leider stand das Ausgangsmaterial gegen das früher von uns bearbeitete in seiner Aktivität um $^1/_3$ bis $^1/_2$ zurück. Herr Giesel schied aus diesen 75 Kilo etwa 1 Gramm Radiobaryumbromid ab, das entwässert lebhaft selbstleuchtend war und durch Glas hindurch den Baryumplatincyanürschirm erregte. Die nach Abscheidung des Radiobaryums aus der salzsauren Lösung erhaltenen Ammoniakfällungen wurden uns zur weiteren Verarbeitung übersandt. Die „Aktivität" dieser Fällungen bewegte sich indes nur zwischen 20 und 40 Volt, war also so gering, daß es von vornherein schwierig erschien, aus diesem Materiale das Radiothor in einiger Konzentration zu gewinnen. Von einer weiteren Verarbeitung der Sedimente

aus Nauheim mußte in der Tat nach mehreren vergeblichen Versuchen, die unzweifelhaft vorhandene Thoraktivität von einem geringen Rest von Radium- (oder Aktinium-)Wirkung zu befreien, Abstand genommen werden.

Bearbeitung der Sedimente aus Bad Kreuznach. Auf den Gehalt dieses Sediments an Radiothor wurden wir durch Herrn Aschoff aufmerksam gemacht. Zugleich stellte uns derselbe ca. 120 Kilogramm eines Rohmaterials zur Verfügung, dessen Aktivität der der bestwirkenden aktiven Absätze in den Badener Quellen kaum nachstand. Die Verarbeitung im großen geschah auch hier in der Chininfabrik zu Braunschweig und zwar wurden zunächst 20 Kilogramm zur Aufbereitung gebracht. Aus der Lösung der Nitrate schied Herr Giesel durch Fällung mittels verdünnter Schwefelsäure zunächst das Radiobaryum ab. Das hieraus durch Fraktionierung gewonnene Bromid, ca. 2 gr, zeigte entwässert lebhafte Eigenphosphoreszenz und nach Umwandlung in Sulfat eine „Aktivität“ von 60000 und wirkte daher deutlich wahrnehmbar auf den Baryumplatincyanürschirm.

Die uns übersandte, nach Abscheidung des Baryums aus den Nitraten gewonnene Ammoniakfällung besaß eine „Aktivität“ von 650. Zur Entfernung der Tonerde wurde sie in Kalilauge gekocht; als unlöslicher Rest blieben etwa 350 Gramm eines Oxydgemisches, das im wesentlichen aus denen des Eisens und Mangans bestand. Durch diese Operation waren beschwerende Bestandteile entfernt; die „Aktivität“ des Rückstandes war dadurch auf 900 gestiegen. Die Kurve des Abfalls der induzierten Aktivität ergab sich als zusammengesetzt aus denen des Radiums (oder Aktiniums) und des Radiothors, ganz entsprechend dem Befunde des Herrn Aschoff.[1]) Es wurde nun versucht, aus der salzsauren Lösung sämtliche radioaktiven Bestandteile in bekannter Weise durch einen Niederschlag von Baryumsulfat „mitzureißen“. Zu diesem Zwecke wurde der Lösung von je 50 bis 80 Gramm des Oxydgemisches ein Gramm Chlorbaryum zugesetzt. Die Sulfate wurden dann, wie üblich, durch Kochen in Pottaschelösung in die Carbonate übergeführt, letztere in verdünnter Salzsäure gelöst und die Lösung mit Ammoniak gefällt. Insgesamt ergaben sich so 1,3 Gramm einer Substanz, in der das aktive Prinzip eine beträchtliche Anreicherung erfahren hatte. Eine Messung am Elektroskop lieferte für die „Aktivität“ des gereiften Präparats ca. 10000 Volt. Diese 1,3 Gramm Substanz enthielten noch Spuren von Baryum, sehr viel Blei und etwas Tonerde. Nach Entfernung dieser Bestandteile wurde der Lösung der Chloride nochmals eine Spur Chlorbaryum zugesetzt und dann mit verdünnter Schwefelsäure gefällt. Der so gewonnene Niederschlag von Baryumsulfat war anfangs hochaktiv, nach vier Wochen hatte er jedoch seine Aktivität eingebüßt; er verdankte dieselbe also offenbar nicht einem Gehalte an Radium. Aus dem Filtrate fällte Ammoniak ca. 200 mgr Hydroxyde. Zur weiteren Trennung wurden diese mit heißer verdünnter Salpetersäure behandelt und aus der Lösung mittels Oxalsäure 30 mgr eines Oxalats abgeschieden, das Radiumemanation auch in gereiftem Zustande nicht mehr ausgab. Das Präparat emanierte lebhaft, seine „Aktivität“ belief sich auf 216000 Volt. Die Kurve des Abfalls deutete auf einen beträchtlichen Gehalt an Aktinium neben wenig Radiothor. Letzteres war der Hauptsache nach am Eisen haftend in der Lösung geblieben; es gelang in diesem Falle die Abscheidung in folgender Weise. Die nach Übersättigung mit Ammoniak gewonnenen Oxalate wurden in Chloride übergeführt, alsdann wurde mit kohlensaurem Ammon gefällt; in Lösung hätten bleiben müssen, wenn überhaupt vorhanden, Uran und Thor; ein Gehalt an diesen Elementen war indes chemisch nicht nachweisbar. Der erzeugte, stark aktive Niederschlag, ca. 100 mgr bestand im wesentlichen aus Eisenhydroxyd mit wenig Mangan und wurde frisch gefällt in eine konzentrierte, siedende Lösung von Kaliumcarbonat eingetragen. Nach Neutralisation der letzteren mittels Salzsäure und Verjagung der Kohlensäure fielen auf Zusatz von Ammoniak 20 mgr eines sehr wirksamen Oxydgemisches. Der von der Kaliumcarbonatkochung nicht aufgenommene Rückstand war praktisch inaktiv.

Die Lösung des Ausgangsmaterials hatte noch eine beträchtliche Aktivität zurückbehalten; die soeben geschilderten Operationen wurden daher noch zweimal — allerdings mit Modifikationen — wiederholt. Die Gesamtausbeute betrug 72 mgr radiumfreier Hydroxyde von hoher Aktivität. Es galt nun noch, etwaige beschwerende Bestandteile zu entfernen. Wir schlugen hier mit Erfolg denselben Weg ein wie früher bei der Behandlung des aus dem Badener Sedimente stammenden Radiothorpräparats. Nachdem wir uns überzeugt hatten, daß Schwefelwasserstoff in verdünnter Lösung der Nitrate keine Trübung mehr hervorrief und daß auch verdünnte Schwefelsäure nach zwölfstündigem Stehen kein Baryumsulfat mehr abschied, fällten wir die Oxyde mit Kalilauge im Überschuß, um etwaige Tonerde noch zu entfernen, lösten in Salzsäure, verdampften zur Trockne, nahmen auf mit Wasser und fällten nach Zusatz einiger Tropfen verdünnter Salzsäure heiß mit Oxalsäure. Es entstand sofort

1) K. Aschoff, l. c.

eine Trübung, nach zwölfstündigem Stehen hatten sich 40 mgr Oxalate abgeschieden, die durch Kochen in Kalilauge in die Hydroxyde übergeführt worden.

Soweit die minimale Quantität, 12 mgr, es zuließ, suchten wir über die chemische Natur des Präparats ins klare zu kommen. Spektralanalytisch untersucht, zeigte es sich frei von Erdalkalimetallen, ein etwaiger Gehalt an Blei war durch Schwefelwasserstoff nicht nachweisbar. Seiner Herstellung nach kann es nur Edelerden enthalten; es bleibt daher keine andere Annahme als die, daß die aktive Substanz auch in den Kreuznacher Sedimenten mit Spuren edler Erden vergesellschaftet ist.

Die physikalischen Eigenschaften des Präparats waren folgende:

In gereiftem Zustande besaß es eine „Aktivität" von 321000 Volt, war also etwa 52 mal so aktiv als die gleiche Gewichtsmenge Thoriumhydroxyds. Ein Körnchen der Substanz, auf einen Zinksulfidschirm frei aufgelegt, erzeugte in seiner Nachbarschaft Szintillation. Durch Papier hindurch war indes eine Wirkung auf den Schirm nicht wahrnehmbar. Die Kurve des Abfalls der induzierten Aktivität stimmte mit der des Thoriums überein, vergl. Tabelle II.

Tabelle II.
Abfall der induzierten Aktivität.

Zeit in Stunden	6	12	18	24	30	36	42	48	Bemerkungen
Das Präparat	33,8	<u>23,6</u>	16,6	10,7	7,1	5,0	3,9	2,9	Die unterstrichenen Zahlen sind in Übereinstimmung gebracht.
Thorium zum Vergleich . .	34,3	<u>23,6</u>	16,2	11,0	7,7	5,3	3,6	2,6	
△	—0,5	0,0	+0,4	—0,3	—0,6	—0,3	+0,3	+0,3	

Innerhalb der ersten drei Stunden nach Beendigung der 24stündigen Exposition machte sich ein schwacher Anstieg der induzierten Aktivität bemerklich; das Präparat zeigte also auch in dieser Beziehung Übereinstimmung mit dem Verhalten des Thoriums. Es unterliegt demnach keinem Zweifel, daß das im wesentlichen α-Strahlen ausgebende Präparat seine Aktivität einem Gehalte an Radiothor verdankt.

Weitere 20 Kilogramm des Rohmaterials hat Herr Giesel auf Grund der soeben dargelegten Erfahrungen behandelt, indem er von vornherein die Aufmerksamkeit besonders auf diejenigen Bestandteile richtete, die in kochender Kaliumcarbonatlösung löslich waren. Da das von Herrn Giesel angewandte Verfahren weit weniger umständlich ist, als das oben angegebene, so möchten wir es hier noch kurz mitteilen. Die aus dem Baryumsulfatniederschlage gewonnenen, durch Ammoniak ausgefällten Oxyde wurden in Salpetersäure gelöst und die Lösung mit verdünnter Schwefelsäure zur Entfernung eines noch vorhandenen Barytgehaltes gefällt. Das Filtrat wurde mit Kaliumsulfat versetzt, wodurch ein reichlicher Niederschlag von Calciumsulfat entstand, in dem auch etwa vorhandenes Thor enthalten sein mußte. Nach Behandlung mit viel Wasser zur Entfernung des Gipses blieb ein Rückstand, der mit Kaliumcarbonat ausgekocht wurde. Es resultierte eine gelbliche Lösung, die sich auf Zusatz von Wasserstoffsuperoxyd entfärbte, wobei ein brauner, schwach aktiver Niederschlag ausfiel. Das Filtrat wurde nach Ansäuern mit Salzsäure durch Ammoniak gefällt. Die so gewonnenen stark aktiven Hydroxyde (120 mgr) bestanden im wesentlichen aus denen des Eisens und der Tonerde. Nach Entfernung der letzteren durch Kalilauge blieben 92 mgr einer von Thorium, Blei und den Erdalkalimetallen freien Substanz („Aktivität" = 60000), welche die charakteristischen Eigenschaften des Radiothors zeigte.

Beziehungen des Radiothors zum Thorium. Da für Radiothor und Thorium die Abklingungskonstanten der Emanation selbst, sowie der durch sie induzierten Aktivität dieselben sind, so würde ein fernerer Beweis für die Identität des aktiven Prinzips im Thorium mit dem Radiothor erbracht sein, wenn für beide auch die Abklingungskonstanten der von beiden gebildeten X-Körper übereinstimmten. Diese Frage ist inzwischen von Herrn Hahn[1]) in bejahendem Sinne beantwortet worden. Da indes der von Herrn Hahn gefundene Wert der Abklingungskonstante λ nicht unwesentlich von dem von Rutherford[2]) für Thor-X gefundenen Werte abweicht, so schien es uns zweckentsprechend, die Hahnschen Messungen zu wiederholen.

Die Herstellung von Thor-X und Radiothor-X geschah in bekannter Weise. Das erstere wurde gewonnen durch Ausfällen von etwa 2 Gramm Thoriumhydroxyds mittels Ammoniak aus der Lösung des Chlorids. Das Filtrat wurde in einem Glasschälchen zur Trockne eingedampft und das Chlorammonium abgeraucht; der minimale Rückstand, anscheinend

1) O. Hahn, l. c.
2) E. Rutherford, Radioactivity S. 187, 1904

ein dunkelgefärbtes Metalloxyd, enthielt das Thor-*X*. Für die Herstellung von Radiothor-*X* überließ uns Herr Giesel freundlicherweise seine früher aus Monazitrückständen abgeschiedenen Radiothorpräparate. Diese bestehen in der Hauptsache aus den Oxyden des Cers (und Berylls) und waren praktisch thoriumfrei. Nach dem Abrauchen des Chlorammoniums blieb auch hier ein bräunlicher Restkörper von starker vorübergehender Aktivität. Zur Herstellung dieses Körpers wurden etwa 100 mgr eines Präparats verwandt, dessen „Aktivität" sich zu 120000 Volt bestimmte.

In beiden Präparaten wurde vom zweiten Tage ihrer Herstellung ab der Abfall ein regelmäßiger. Bringt man in beiden Reihen die Werte für den dritten Tag in Übereinstimmung, so erhält man, wenn man die letztere nach einem Ausgleichungsverfahren in sich berechnet, einen Wert von λ, der etwas größer ist als der Rutherfordsche, man findet nämlich $\lambda = 0{,}1845$ und natürlich auch eine bessere Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung, vergl. Tab. V.

Darnach sinkt die Strahlungsintensität des Radiothor-*X* auf den Halbwert in 3,6 Tagen. Herr Hahn findet 4,6, während Rutherfords Konstante für Thor-*X* den Wert 4,01 liefert. Der nach Rutherford für Thor-*X* gefundene Wert von λ steht also etwa in der Mitte zwischen den von Herrn Hahn und uns für Radiothor-*X* ermittelten. Die Identität beider Körper scheint uns durch diese Messungen aufs höchste wahrscheinlich gemacht.

Von den chemischen Beziehungen des Radiothor zum Thorium läßt sich Bestimmtes nicht aussagen. Der Umstand, daß das Radiothor gerade wie das Hydroxyd des Thoriums mit Leichtigkeit in Alkalicarbonaten löslich ist, war, wie erwähnt, mehrfach für uns von Wert und zwar in den Fällen, bei denen die bereits beträchtlich angereicherte Substanz mit den Oxyden

Tabelle III.

Zeit in Tagen	2	3	4	5	6	7	8	9	Bemerkungen
Thor-*X*	25,7	<u>22,3</u>	18,9	16,1	12,5	11,7	9,3	7,8	Die unterstrichenen Werte sind in Übereinstimmung gebracht.
Radiothor-*X*	26,5	<u>22,3</u>	18,1	15,1	12,2	10,2	8,5	7,1	
Δ	−0,8	0,0	+0,8	+1,0	+0,3	+1,5	+0,8	+0,7	

Mißt man die Zeit t in Tagen und legt der Berechnung die Rutherfordsche Konstante $\lambda = 0{,}1728$ zugrunde, so findet man für den absteigenden Zweig der Kurve:

Tabelle IV.

a) Bei Thor *X* (Formel: $J = 26{,}4\, e^{-0{,}1728\, t}$).

Zeit in Tagen	0	1	2	3	4	5	6	7	Bemerkungen
J beobachtet	25,7	<u>22,3</u>	18,9	16,1	12,5	11,7	9,3	7,8	Für a und b ist $\lambda \log e = 0{,}07505$ u.
J berechnet	26,4	22,2	18,7	15,7	13,2	11,1	9,4	7,9	$\frac{\log 2}{\lambda \lg e} = 4{,}01$ Tage.
Δ	−0,7	+0,1	+0,2	+0,4	−0,7	+0,6	−0,1	−0,1	

b) Bei Radiothor-*X* (Formel: $J = 25{,}3\, e^{-0{,}1728\, t}$).

J beobachtet	26,5	<u>22,3</u>	18,1	15,1	12,2	10,2	8,5	7,1
J berechnet	25,3	21,3	17,9	15,1	12,7	10,7	9,0	7,5
Δ	+1,2	+1,0	+0,2	0,0	−0,5	−0,5	−0,5	−0,4

Die Reihe für Thor-*X* schließt sich der mit Rutherfords Konstante berechneten etwas besser an als die für Radiothor-*X*. In der Tat erhält man, wenn man die letztere nach einem Ausgleichungsverfahren in sich berechnet (see above).

Tabelle V.

Abklingung von Radiothor-*X* (Formel: $J = 46{,}07\, e^{-0{,}1845\, t}$).

Zeit in Tagen	0	1	2	3	4	5	6	7	Bemerkungen
J beobachtet	46,2	38,9	31,5	26,3	21,2	17,8	14,9	12,3	$\lambda \log e = 0{,}08200$
J berechnet	46,1	38,1	31,6	26,1	21,6	17,9	14,8	12,3	$\frac{\log 2}{\lambda \log e} = 3{,}6$ Tage.
Δ	+0,1	+0,8	−0,1	+0,2	−0,4	−0,1	+0,1	0,0	

des Eisens und Mangans vergesellschaftet war. Bei Verkettung des Radiothors mit den Oxyden des Eisens führten häufig wider Erwarten Fällungen mittels Oxalsäure nicht zum Ziele. Indessen vergesse man nicht, daß man es selbst in angereicherten Präparaten mit Verdünnungen des aktiven Prinzips zu tun hat, die weit jenseits der Grenze liegen, die zu Trennungen nach den üblichen chemischen Methoden erforderlich ist.

Abscheidung aktiver Substanzen aus Thoriumchlorid. Nach dem Vorangegangenen ist es so gut wie sicher, daß die Aktivität des Radiothors und die der Thorverbindungen sich nur quantitativ, nicht dem Wesen nach unterscheiden. Es war deshalb anzunehmen, daß in den käuflichen reinen Thorpräparaten Radiothor enthalten sein müsse.

Eine Trennung nach dem soeben beschriebenen Verfahren (Anwendung von Alkalicarbonatkochungen) ist natürlich nicht möglich, weil dieses gerade auf einer Übereinstimmung in dem chemischen Verhalten des Thors und Radiothors beruht. Dagegen führte die Wahrnehmung zum Ziele, daß in den Thermalsedimenten das Radiothor an das Eisenoxyd gebunden auftritt; es lag daher nahe, es durch dieses aus Lösungen der Thoriumsalze „mitzureißen". Auch hier gilt das oben Gesagte: der Erfolg hängt an kleinen Verschiedenheiten der Methode, die bei gewöhnlichen chemischen Trennungen gleichgültig sein würden.

Eine stark verdünnte, möglichst neutrale Lösung von ca. 20 g Thoriumhydroxyd in Salzsäure wurde mit kohlensäurehaltigem Wasser versetzt, das mehrere Tage mit einer reichlichen Menge blanken metallischen Eisens in Berührung gewesen war und so eine geringe Menge dieses Metalles in Form von Eisenoxydul, wahrscheinlich als Bicarbonat in Lösung enthielt. Nach einigen Tagen schied sich ein feiner brauner Schlamm ab (16 mgr), der, auf einem gewogenen Filter gesammelt, eine „Aktivität" von 117000 Volt aufwies. Diese sank im Verlaufe von 10 Tagen bis auf 30000 herab, dann aber stieg sie wieder an und erreichte nach einigen Monaten den nunmehr konstant bleibenden Wert von 61000. Nun wurde mittels Oxalsäure das in dem Niederschlage enthaltene Thorium zugleich mit dem Radiothor vom Eisen getrennt; es resultierten schließlich 8 mgr Thoriumhydroxyds, deren „Aktivität" langsam von 14600 auf 72000 Volt stieg. Das Präparat hatte also die 12fache Aktivität des Materials erlangt, aus dem es abgeschieden wurde.

Da bekanntlich die Erze des Thoriums nicht frei von Radium sind, so hegten wir Verdacht, daß die erzielte Anreicherung vielleicht einem Gehalte des verwandten Thoriumhydroxyds an Radium zu verdanken sei. Indes war es uns nicht möglich, an diesem selbst, sowie an dem daraus erhaltenen Präparate eine andere Emanation als die des Thoriums nachzuweisen.

Ein zweiter Versuch, durch Eisencarbonat unter Zusatz von Wasserstoffsuperoxyd aus Thoriumchlorid einen radiothorhaltigen Niederschlag zu gewinnen, führte zu einer Konzentration der Thoraktivität auf das Zwei- bis Dreifache. Dagegen waren alle unsere Bemühungen, aus Gemischen von Thoriumchlorid und Eisensulfat durch Zusatz von Oxydationsmitteln oder Ammoniak das Radiothor mit dem Eisen fraktioniert zu fällen, vergeblich.

Vorkommen von Radiothor. Schon nach den bis jetzt vorhandenen Erfahrungen unterliegt es wohl keinem Zweifel, daß auch das Radiothor ein in der Erdsubstanz weit verbreiteter Körper ist; wird doch außer in der Bodenluft [1]) die von ihm ausgehende, so vergängliche Emanation selbst in der freien Atmosphäre [2]) gefunden. Aus Quellen und deren Sedimenten ist sie bekannt für Baden-Baden und Bad Nauheim [3]), für Aix-les-Bains, Échaillon und Salins-Moutiers (Savoyen [4])), für Kreuznach [5]), für zahlreiche Wasseradern im Simplontunnel [6]), sowie für einige Quellen des Großherzogtums Hessen. [7])

Unter den von uns im Laufe des letzten Jahres untersuchten Quellsedimenten fanden wir zwei, bei denen der Abfall der induzierten Aktivität auf das Vorhandensein von Radiothor hinwies. Neben wenig Radium verriet einen Gehalt an dieser Substanz das an sich schwach aktive Sediment der Saline Schöningen im Herzogtum Braunschweig. Sodann verdankt der feine Schlamm, den das Rohpetroleum von Ölheim bei Peine mit sich aus der Tiefe heraufführt und den es zugleich mit dem beigemengten Wasser in den Klärbassins fallen läßt, soweit sich dies bei der Geringfügigkeit der Wirkung erkennen ließ, seine Aktivität dem Radiothor ausschließlich. Einige Kilogramm von Petroleumsedimenten wurden uns von der Verwaltung der Deutschen Petroleumwerke in Ölheim bei Peine und der Hannoverschen Erdölraffinerie in Linden bei Hannover in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Durch die im vorstehenden mitgeteilte Untersuchung ist die Übereinstimmung der Radioaktivität des Radiothors mit der des Thoriums im Einklang mit den Erfahrungen

1) H. M. Dadourian, diese Zeitschrift 6, 98, 1905.
2) H. A. Bumstead, Amer. Journal of Science 18. Juli 1904; J. E. Burbank, diese Zeitschrift 6, 436, 1905.
3) J. Elster u. H. Geitel, l. c.
4) G. A. Blanc, l. c.
5) K. Aschoff, l. c.
6) G. v. d. Borne, Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik 2, 142, 1905.
7) H. W. Schmidt u. K. Kurz, diese Zeitschrift 7, 209, 1906.

anderer Arbeiter auf diesem Gebiete sichergestellt. Der hieraus folgende Schluß, daß das Thorium seine Aktivität einem Gehalte an Radiothor verdanken müsse, wird bestätigt durch den Nachweis, daß die Aktivität des Thoriums durch chemische Mittel in der Weise teilbar ist, daß man Thorpräparate herstellen kann, die etwa die zwölffache der normalen Aktivität zeigen. Zieht man die Angaben von Herrn Baskerville[1]) heran, nach denen Thor einer besonderen Herkunft inaktiv ist, während nach demselben Forscher das Thor im allgemeinen ein zusammengesetzter Körper sein soll, so gewinnt jener Schluß noch an zwingender Kraft.

Der Gedanke des Herrn Hahn, daß das Thorium die Muttersubstanz des Radiothor ist, liegt gewiß nahe, kann aber vorderhand nicht mehr als den Charakter einer Hypothese beanspruchen.

1) Jahrbuch der Carnegie-Institution für 1905. S. 142.

2) Nachschrift: Nach Abschluß dieser Untersuchung erhalten wir Kenntnis von einer Arbeit des Herrn Blanc (Rendiconti della R. Accademia dei Lincei 18. März 1906 u. 1. April 1906), dem es gelang, aus den Sedimenten von Salins-Moutiers in Savoyen eine Substanz abzuscheiden, welche die Aktivität des Thoriumhydroxyds um das Dreitausendfache übertraf und dabei in allen ihren radioaktiven Eigenschaften mit denen des Thors übereinstimmte. Auch die Umwandlungsprodukte ihrer Emanation waren mit Thorium-*A* und Thorium-*B* identisch; in dem Nachweis dieser Übereinstimmung geht die Arbeit des Herrn Blanc über die vorstehende hinaus und wird im übrigen durch unsere Erfahrungen durchweg bestätigt.

Wolfenbüttel, im Mai 1906.

(Eingegangen 17. Mai 1905.)

Über die α-Strahlen des Radiums.

Von W. H. Bragg.

Herr P. Ewers beschreibt in dieser Zeitschrift 7, 148, 1906 einige interessante, schöne Versuche mit Bezug auf die positiven Ladungen und anderen Eigenschaften der von Polonium und Radiotellur ausgesandten α-Strahlen. Unter anderem zeigt er klar, daß die Strahlen bereits beim Verlassen der Oberfläche der radioaktiven Präparate geladen sind, und ebenso zeigt er das Vorhandensein der Entladung von sich langsam bewegenden Elektronen. Mit diesen Erscheinungen haben uns die Versuche von J. J. Thomson und Rutherford vertraut gemacht.

Ich würde mir nun gern ein Wort des Kommentars in bezug auf die eine der Schlußfolgerungen erlauben, die er aus seinen Versuchen zieht. Herr Ewers bezieht sich auf eine Behauptung, die ich gemacht habe, daß nämlich jedes sich schnell bewegende Atom beim Durchgang durch Materie positiv werden muß, da es hierbei ganz ebenso wahrscheinlich eines seiner Elektronen verliert, wie es ein solches von einem Atom loslöst, durch das es hindurchgeht. (Phil. Mag., Dez. 1904, S. 721.) Er scheint aus seinen Versuchen den Schluß zu ziehen, daß diese Behauptung unhaltbar ist. Seine Ergebnisse beeinträchtigen jedoch in Wirklichkeit, ganz so wie die von J. J. Thomson und Rutherford erzielten ähnlichen Ergebnisse, keineswegs die Theorie. Andererseits beseitigen sie sogar eine erhebliche Schwierigkeit, die sich ihrer Annahme gegenüber darbot.

Alle Versuchsergebnisse sprechen nämlich für die Anschauung, daß ein Atom durch den heftigen Zusammenstoß mit einem anderen eine negative Ladung verlieren und auf diese Weise positiv werden kann. Dafür, daß jemals die umgekehrte Wirkung eintrete, läßt sich andererseits kein deutlicher Beweis anführen. Die α-Partikel muß daher mit positiver Ladung aus dem radioaktiven Präparat austreten, da die große Mehrzahl der Partikeln bereits vor ihrem Austreten viele derartige Zusammenstöße gehabt hat. Man könnte in der Tat wohl erwarten, daß die unsanfte Behandlung, die das Teilchen im Augenblick seines Ausstoßes aus dem dazugehörigen Atom erfährt, dazu ausreicht, ein Elektron von ihm loszulösen. Zur Zeit der Veröffentlichung meiner Behauptung und ihrer Diskussion durch Herrn Soddy nahm man an, daß die Beweiskraft der Versuche gegen die Annahme einer Ladung des Teilchens beim Verlassen der dazugehörigen Substanz sprach. Es war deswegen notwendig anzunehmen, daß das Teilchen aus irgendeinem Grunde ein Elektron nicht verliert, bis es in das Gas hinaustritt, woselbst es natürlich auch, wenn es dies nicht schon früher geworden war, positiv werden mußte. Die Schwierigkeit bestand darin, daß man nicht einsah, warum es nicht vor dem Austritt positiv geworden war; doch besaß man sehr wenig Material, auf das man einen Beweis in der einen oder anderen Richtung hätte stützen können. Diese Schwierigkeit würde noch größer gewesen sein, wenn man zurzeit, wie dies jetzt der Fall ist, gewußt hätte, daß die Geschwindigkeit, mit der das Teilchen seine Energie beim Durchgang durch Atome verbraucht, von deren Aggregatzustand unabhängig, das heißt dieselbe ist, gleichviel ob die Atome in einem festen Körper zusammengedrängt oder als Gas zerstreut sind. Die ganze Angelegenheit ist jedoch durch die Entdeckung aufgeklärt worden, daß die α-Teilchen schon vom Beginn ihrer Laufbahn an, soweit man dies beobachten kann, positiv geladen sind.

Man kann natürlich anführen, daß die Nichtentdeckung eines α-Teilchens ohne seine positive Ladung auch mit der Theorie übereinstimmt, daß es wesentlich ein positives Elektron und nicht ein Atom ist, das zufällig durch die Loslösung eines negativen Elektrons positiv ge-

worden ist. Aus diesem Grunde bringen Versuche, wie sie Herr Ewers beschreibt, in gewisser Hinsicht eine Enttäuschung mit sich, da sie zu einer Entscheidung dieser wichtigen Frage nicht verhelfen können.

Universität Adelaide (Südaustralien), 17. April 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 19. Mai 1906.)

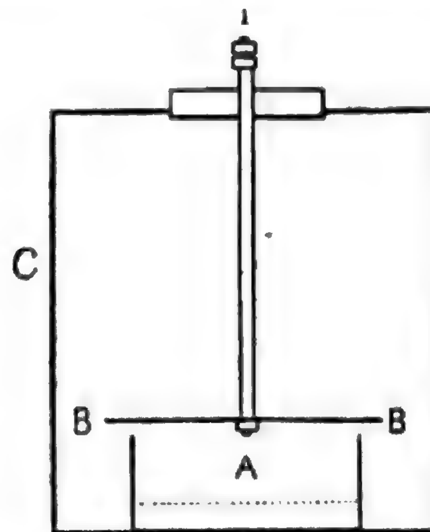
Die Radioaktivität von Thorium.[1])

Von H. M. Dadourian.

Durch Herrn O. Hahn[2]) ist es dargetan worden, daß man aus Thorianit winzige Mengen einer radioaktiven Substanz abscheiden kann, die weit aktiver als die unter dem Namen Thorium bekannt ist. Der Umstand, daß diese Substanz dieselbe Emanation aussendet wie Thorium, hat ihn nun zu der Vermutung veranlaßt, daß die Aktivität von Thorium auf Rechnung des Vorhandenseins dieser Substanz, die er mit Radiothorium bezeichnet hat, im Thorium zu setzen sei. Er hat ferner die ganz natürliche Vermutung ausgesprochen, daß Radiothorium ein Zerfallsprodukt von Thorium sei. Soweit dem Verfasser bekannt ist, ist jedoch Radiothorium noch nicht aus irgendeiner anderen Quelle als Thorianit abgeschieden worden; auch sind keine quantitativen Bestimmungen der Beziehung zwischen der Thoriummenge und ihrer Radioaktivität angestellt worden, so daß die interessanten eben erwähnten Vermutungen nicht als voll bekräftigt angesehen werden können.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden in der Absicht unternommen, die quantitative Beziehung zwischen der Thoriumaktivität verschiedener Mineralien und abgeschiedener Salze und ihrem Thoriumgehalt zu bestimmen.

Die von mir angewandte Methode beruht auf der Messung der induzierten Aktivität, die man erhält, wenn man einen negativ geladenen Körper den von der Versuchssubstanz entwickelten Emanationen aussetzt. Die nebenstehende Figur ist eine schematische Darstellung der bei diesen Versuchen verwandten Ladungsgefäße. Jedes dem Versuch unterzogene Mineral oder Salz wurde aufgelöst und die Lösung in eine Glasschale A mit flachem Boden von 9,5 cm Durchmesser und 4 cm Tiefe gegossen. Diese wurde in ein Zinngefäß C von 15 cm Durchmesser und 18 cm



Höhe eingesetzt, das einen abnehmbaren Deckel besaß und luftdicht gemacht werden konnte. Der Körper, auf dem der aktive Niederschlag erzielt werden sollte, war eine kreisförmige Kupferplatte BB von 11 cm Durchmesser, die gegen das Zinngefäß isoliert und mit dem negativen Pol einer Batterie von 400 Volt verbunden war, deren anderer Pol mit dem Zinngefäß in Verbindung stand.

Nach Expositionen von 19 Stunden wurde die Kupferplatte aus dem Ladungsgefäß herausgenommen und in ein Versuchsgefäß hineingebracht, das mit einem Dolezalekschen Elektrometer in Verbindung stand; die Aktivität wurde dann in gewohnter Weise beobachtet. Ein anderes Versuchsgefäß, das ein normales Uranoxyd enthielt, wurde in Parallelschaltung mit dem ersten Versuchsgefäß mit dem Elektrometer in Verbindung gesetzt, um die Empfindlichkeit des Elektrometers während der Versuche zu prüfen und etwaigen Veränderungen Rechnung zu tragen. Das Elektrometer besaß eine Empfindlichkeit von ungefähr 200 cm pro Volt bei 100 Volt Ladung der Nadel und 1 Meter Skalenabstand vom Spiegel.

Die in einer gegebenen Horizontalschicht der Lösung erzeugte Emanation muß durch die Flüssigkeit oberhalb dieser Schicht diffundieren, um die Oberfläche zu erreichen. Wegen des schnellen Abfalls der Thoriumemanation (die Halbwertzeit beträgt 54 Sekunden) hängt der Prozentgehalt der in dieser Schicht erzeugten Emanation, die die Oberfläche der Lösung erreicht, von der Höhe der Schicht ab. Bei gleicher Konzentration hängt daher die Emanation, die in jeder Sekunde durch einen Quadratzentimeter der Oberfläche hindurchgeht, von der Höhe dieser Lösung ab, vorausgesetzt, daß diese nicht so groß ist, daß die an ihrem Boden erzeugte Emanation Zeit hat, auf einen zu vernachlässigenden Wert abzufallen, bevor sie die Oberfläche erreicht. In diesem Falle

1) Vorgetragen vor der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft am 24. Februar 1906.

2) Chemical News, 28. April und 21. Dezember, 1905; Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik 2, 233, 1905.

ist sie nämlich unabhängig von der Höhe der Lösung. Die bei den Versuchen zur Verwendung kommenden Lösungen standen jedoch nicht so hoch, daß diese Bedingung erfüllt wäre; deswegen war es erforderlich, allen Lösungen die gleiche Höhe zu geben. Die Höhengleichheit wurde dadurch erzielt, daß man gleiche Volumina (50 ccm) von jeder Lösung in die Schalen mit flachem Boden einbrachte, die den gleichen Durchmesser (9,5 cm) besaßen. Aus ähnlichen Gründen wurden die negativ geladenen Platten in gleichen Entfernungen von der Oberfläche der Lösung erhalten, der sie ausgesetzt wurden.

Die zur Untersuchung kommenden Lösungen besaßen verschiedene Konzentration; um daher ihre Aktivitäten vergleichen zu können, mußte man das quantitative Verhältnis zwischen der Konzentration der Lösung und der Menge der erzielten Emanation bestimmen. Ich stellte zwei Lösungen von Thoriumnitrat her, von denen die eine doppelt so große Konzentration wie die andere besaß. Gleiche Volumina dieser Lösungen wurden in Glasschalen gleichen Durchmessers mit flachem Boden eingebracht; auf diese Weise erzielt man gleiche Höhen. Zwei Kupferplatten wurden unter gleichen Versuchsbedingungen diesen Lösungen ausgesetzt und in das Untersuchungsgefaß eingebracht. Die Ionisierungen, verursacht durch die aktiven Niederschläge, die ich aus den mehr oder weniger konzentrierten Lösungen erhielt, betrugen bezw. 10,9 und 5,4. Diese Ergebnisse zeigen, daß bei sonst gleichen Verhältnissen der Betrag an Emanation, den man erhält, der Konzentration der Lösung durchaus proportional ist, wie man auch aus theoretischen Gründen erwarten sollte.

Die untersuchten Substanzen, die wegen ihrer leichten Löslichkeit ausgesucht worden waren, sind nebst den erzielten Ergebnissen in der folgenden Tabelle angegeben.

Spalte I. Das Thorit wurde in verdünnter Salzsäure aufgelöst. Die Lösung wurde bis zur Trockenheit verdampft, um die Kieselerde unlöslich zu machen, die Kieselerde hierauf abfiltriert und das Filtrat in 50 ccm destillierten Wassers verdünnt. Das Thorianit wurde in konzentrierter Salpetersäure aufgelöst, die Lösung verdünnt und ein schwacher Rückstand unlöslichen Materials abfiltriert. Die Lösung wurde hierauf verdampft, um den Überschuß von Salpetersäure zu entfernen, und der Rest mit destilliertem Wasser auf 50 ccm verdünnt. Die unter No. 1 und No. 2[1]) angegebenen Thoriumnitrate waren von der Welsbach Light Co. bezw. aus Monazit von North Carolina und brasilianischem Monazit hergestellt worden. Das Thoriumnitrat No. 3 war vor etwa drei Jahren bei Eimer & Amend gekauft worden. Die Thoriumnitrate No. 4 und No. 5[2]) waren bezw. aus North Carolina Monazit und aus Thorianit von Dr. B. B. Boltwood hergestellt worden, dem der Verfasser auch für alle bei diesen Versuchen benutzten Mineralien und Salze sowie für deren chemische Analyse zu Dank verpflichtet ist.

Spalte II gibt die Anzahl von Grammen der in der Lösung erhaltenen Substanzen, und Spalte III den Prozentualgehalt der einzelnen Lösungen an Thoriumoxyd an.

In Spalte IV ist die Anzahl Gramme Thoriumoxyd gegeben, die in den Lösungen vorhanden war. Diese Zahl ist durch Multiplikation der Zahlen in Spalte II mit denen von Spalte III erhalten worden.

Spalte V gibt in Zentimeter pro Minute[3]) den Durchschnittswert der von dem aktiven Niederschlag erzielten Ionisierung an, der 4—5 Stunden nach der Ausschaltung der Potentialdifferenz aus der negativ geladenen Platte gemessen worden war. Einige der zur Untersuchung gelangenden Substanzen enthielten mehr oder weniger Radium und Aktinium. Ein Vergleich der während der ersten wenigen Stunden nach Ausschalten der Potentialdifferenz

1) Der Prozentgehalt dieses Salzes an ThO_2 war nicht bekannt; deswegen wurde er aus der Formel $Th(NO_3)_4 + 12H_2O$ berechnet. Diese gibt den kleinsten Prozentgehalt an; die berechnete spezifische Aktivität ist daher eine maximale.

2) Das Herstellungsverfahren, das für diese Salze benutzt wurde, ist in einer Arbeit von Dr. B. B. Boltwood angegeben, die in der nächsten Nummer der Zeitschrift veröffentlicht wird.

3) Die spontane Ionisierung des Versuchsgefäßes betrug 0,945 cm.

Tabelle.

Substanz I.	Anzahl von Grammen in der Lösung II.	Prozentualer Gehalt an ThO_2 III.	Anzahl von Grammen ThO_2 IV.	Beobachtete Aktivität V.	Spezifische Aktivität VI.
Thorit	2,00	51,7	1,034	25,7 26,3	24,8 25,4
Thorianit	1,29	76,5	0,987	21,2 25,2	21,5 25,5
Thoriumnitrat (1)	2,20	45,6	1,003	10,7	10,7
„ (2)	2,15	46,6	1,002	12,5	12,5
„ (3)[1])	1,00	38,0	0,38	4,3	11,3
„ (4)	0,77	48,9	0,376	8,3	22,1
„ (5)	2,07	48,3	1,00	22,0	22,0

beobachteten Aktivitäten würde daher keinen Vergleich der auf die Rechnung von Thorium kommenden Aktivitäten geliefert haben. Infolge der schnellen Abnahme der induzierten auf Rechnung von Radium und Aktinium kommenden Aktivitäten im Vergleich zu der von Thorium hervorgerufenen, waren jedoch die vier Stunden nach dem Ausschalten der Potentialdifferenz beobachteten Aktivitäten durchaus auf Rechnung von Thorium zu setzen; der durch Radium und Aktinium erzeugte Anteil war ganz zu vernachlässigen. Zwei Beobachtungsreihen wurden an Thorit und Thorianit ausgeführt; die zweite Reihe wurden unter günstigeren Versuchsbedingungen ausgeführt. Die durchschnittlichen beobachteten Aktivitäten, die bei der ersten Serie erhalten wurden, waren 25,7 bei Thorit und 21,2 bei Thorianit, während die bei der zweiten Reihe erzielten bezw. 26,3 und 25,2 betrugen.

In Spalte VI ist die Aktivität pro Gramm Thoriumoxyd für die einzelnen Substanzen angegeben. Sie ist durch Dividieren der Zahlen von Spalte V durch die von Spalte IV erhalten. Der Kürze wegen möge diese Zahl die spezifische Thoriumaktivität der Substanz genannt werden. Die Übereinstimmung zwischen den spezifischen Thoriumaktivitäten von Thorit und Thorianit ist ganz auffällig, wenn man den Unterschied der Natur und des Ursprungs dieser Mineralien und die Versuchsschwierigkeiten in Betracht zieht. Andererseits besteht eine gerade ebenso enge Übereinstimmung zwischen den spezifischen Thoriumaktivitäten der ersten drei Thoriumnitrate der Tabelle. Trotzdem ist ein ausgeprägter Unterschied zwischen den spezifischen Aktivitäten der beiden Gruppen vorhanden; das Thorium der Salze ist nur etwa halb so aktiv wie das in den Mineralien vorhandene Thorium. Dieser Unterschied ließe sich nicht durch etwaige Versuchsfehler oder zufällige Fehler erklären, sondern müßte in irgendwelcher anderen Weise ausgelegt werden. Zuerst vermutete ich, daß Thorium aus zwei oder mehreren einfachen Elementen zusammengesetzt sein könnte, von denen das eine radioaktiven Zerfall erleidet und die charakteristische Thoriumemanation aussendet. Hiernach würde die spezifische Thoriumaktivität für verschiedene Substanzen verschieden sein, bei denen die Menge der Emanation aussendenden Komponenten nicht proportional zu ihrem Gehalte an den übrigen Bestandteilen ist. Der Unterschied der spezifischen Aktivitäten erklärt sich demnach, während die Übereinstimmung, die von weit größerer Bedeutung ist, noch zu erklären bleibt. Wegen ihrer Unwahrscheinlichkeit und Unzulänglichkeit wurde diese Annahme ebenso wie mehrere andere, die hier nicht erörtert werden sollen, zugunsten einer anderen Annahme fallen gelassen.

Nach dieser Hypothese ist Radiothorium ein Zerfallsprodukt von Thorium und der Erzeuger von Thorium X. Da Thoriumemanation ein radioaktives Produkt von Thorium X ist, so ist der von einer Substanz ausgesandte Betrag der vorhandenen Menge an Thorium X proportional. Bei einer Substanz, bei der sich Thorium X und Radiothorium in radioaktivem Gleichgewicht befinden, ist die zur Abscheidung kommende Menge an Thoriumemanation proportional dem Betrage sowohl an Thorium X als an Radiothorium, aber nicht notwendigerweise zu dem in der Substanz vorhandenen Thorium. Wenn jedoch alle drei Komponenten d. h. sowohl Thorium als Radiothorium und Thorium X, sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, so gilt die Proportionalität für alle drei. Alle untersuchten Substanzen befanden sich nun mit Bezug auf Thorium X in radioaktivem Gleichgewicht. Die von irgendeiner von ihnen entwickelten Menge Thoriumemanation muß daher entweder nur dem Betrage von Radiothorium oder dem Betrage sowohl von Radiothorium als von Thorium proportional sein, je nachdem letzteres sich in radioaktivem Gleichgewicht in der Substanz befunden hat oder nicht.

Die in den obigen Tabellen angegebenen Versuchsergebnisse sind als natürliche Schlußfolgerungen aus dieser Hypothese abzuleiten. Der Betrag der von den Lösungen der Mineralien entwickelten Thoriumemanation muß daher zu ihrem Gehalt an Thorium sowohl als an Radiothorium proportional sein, da diese aller Wahrscheinlichkeit nach in den Mineralien sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden. Mit anderen Worten: die spezifische Thoriumaktivität der Mineralien muß die gleiche sein. Dies wurde auch bei den untersuchten Substanzen und auch bei dem aus Thorianit hergestellten Thoriumnitrat No. 5 erwiesen.

Andererseits führt diese Hypothese zu der Schlußfolgerung, daß die schwache spezifische Thoriumaktivität der im Handel hergestellten Salze auf Rechnung des Verlustes eines Teiles des Radiothoriums zu setzen ist, der bei dem Vorgang der chemischen Darstellung erfolgt. Wenn daher Thoriumnitratsalze aus Mineralien hergestellt werden, ohne daß irgendein Verlust von Radiothorium stattfindet, so muß ihre spezifische Thoriumaktivität die gleiche wie die der Mineralien sein. Um dies zu prüfen, wurde das Thoriumnitrat No. 4 aus 10 Gramm Monazit von North Carolina hergestellt. Die spezifische Thoriumaktivität dieses Salzes betrug 22,1. Dies ist etwa der gleiche Wert wie die spezifische Thoriumaktivität von Thoriumnitrat No. 5 und den Mineralien Thorit und Thorianit.

Das aus dem gleichen Mineral North Carolina Monazit hergestellte Thoriumnitrat No. 1 besaß jedoch eine spezifische Thoriumaktivität von nur 10,7.[1]) Die einzige rationelle Erklärung für diesen großen Unterschied der Aktivität des aus demselben Mineral aber nach zwei verschiedenen analytischen Methoden erzielten Thoriums ist die eben angegebene.

Thorium und Radiothorium befanden sich also bei den Proben von North Carolina Monazit, aus denen die Thoriumnitrate No. 1 und 4 hergestellt waren, in radioaktivem Gleichgewicht. Kein nennenswerter Betrag an Radiothorium war bei der Herstellung von Thoriumnitrat No. 4 verloren worden. Deswegen befanden sich bei diesem Salze Thorium und Radiothorium im Gleichgewicht. Hierdurch wird auch der Umstand erklärt, daß seine spezifische Thoriumaktivität ungefähr die gleiche wie die der Mineralien war.

Etwa die Hälfte der Gleichgewichtsmenge von Radiothorium muß andererseits aus Thoriumnitrat (1) während des Vorganges seiner chemischen Darstellung abgeschieden worden sein. Die wenigen Jahre, die zwischen seiner Herstellung aus dem Mineral und den Versuchen verstrichen waren, waren zu kurz, als daß Thorium und Radiothorium im Salz radioaktives Gleichgewicht hätte erreichen können; daher die niedrige spezifische Thoriumaktivität.

Die wichtigsten Schlußfolgerungen, zu denen mich die obigen Versuche geführt haben, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die in den Mineralien vorhandene Menge Radiothorium ist zu der Menge des darin enthaltenen Thoriums proportional. Radiothorium ist daher ein Umwandlungsprodukt von Thorium.

2. Wenn Thorium und seine aufeinanderfolgenden Produkte Radiothorium und Thorium X in einer Substanz sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, so ist die von der Substanz entwickelte Menge Thoriumemanation zu der Menge proportional, in der irgendeines und auch alle Produkte zugegen sind.

3. Der Unterschied der spezifischen Thoriumaktivitäten von Substanzen, die mit Bezug aus Thorium X sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, rührt von der Abscheidung eines Teiles der Gleichgewichtsmenge Radiothorium aus der Substanz her.

4. Der Umstand, daß das vor langen Jahren hergestellte Thoriumnitrat No. 3 ein beträchtliches Minus an Radiothorium besaß, weist darauf hin, daß die Erholungsgeschwindigkeit und daher auch die Geschwindigkeit des Abfalls von Radiothorium sehr gering ist und daß daher die Halbwertperiode nicht weniger als zwei Jahre betragen kann.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor H. A. Bumstead für die Anregung zu den vorliegenden Untersuchungen und für das freundliche Interesse, das er während des Fortgangs der Arbeit daran bekundet hat, meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Sheffield, Scientific School; Yale-Universität, New Haven, Conn.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 21. Mai. 1906.)

1) Herr Dr. B. B. Boltwood hat diese Substanzen nach einer Methode untersucht, die er in einer in der nächsten Nummer der Zeitschrift veröffentlichten Arbeit beschreibt; er hat hierbei ähnliche Resultate erzielt.

Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radiothoriums. II.

Von O. Hahn.

Die erste Mitteilung über diesen Gegenstand (diese Zeitschr. 7, 412, 1906) handelte von den Eigenschaften der α-Partikeln des aktiven Beschlags von Thorium. Es wurde gezeigt, daß der aktive Beschlag außer aus Thorium A aus zwei α-Strahlenprodukten besteht, nämlich Thorium B und Thorium C, die einen durchaus verschiedenen Ionisationsbereich haben für Luft und andere Substanzen.

Die vorliegende Mitteilung befaßt sich mit dem Ionisationsbereiche der übrigen α-Strahlenprodukte des Thoriums und zwar des Radiothoriums, des Thorium X und der Thoriumemanation. Die Methode war, mit Ausnahme der Versuche mit der Emanation, derjenigen sehr ähnlich, die von Bragg und Kleeman[1]) für die verschiedenen α-Strahlenprodukte des Radiums ausgearbeitet wurde. Der Apparat mußte allerdings aus weiter unten anzugebenden Gründen etwas abgeändert werden.

In dem vorliegenden Falle stößt man nun von vornherein auf einige besondere Schwierigkeiten. Zwei Hauptbedingungen müssen nämlich erfüllt sein, um gut abgegrenzte Ionisationskurven zu erhalten:

1. Das zur Untersuchung gelangende Material muß in einer äußerst dünnen Schicht vorliegen, damit alle α-Partikeln in die umgebende Luft entweichen, ohne eine merkliche Absorption in der aktiven Substanz selbst erlitten zu haben.

2. Diese dünne Schicht Material muß stark radioaktiv sein, um bei Verwendung einer engen Ionisationskammer im Elektrometer einen hinreichend großen Effekt zu erzielen.

Für reines Radiumsalz bietet die Bedingung 2 wegen seiner außerordentlich hohen Aktivität keinerlei Schwierigkeit. Im vorliegenden

1) Phil. Mag. Dez. 1904; Phil. Mag. Sept. 1905.

Falle war die Stärke der für die Untersuchung verfügbaren Radiothoriumpräparate von der Größenordnung etwa $^1/_{1000}$ verglichen mit reinem Radiumbromid. [Eine Ausnahme bildet Fig. 1a, für die ein beträchtlich stärkeres Präparat verwandt wurde.] Man konnte daher im allgemeinen für das Radiothorium nicht so exakte Resultate erwarten wie für das Radium.

Eine andere Schwierigkeit liegt in der beständigen Anwesenheit der Emanation, die auch von den festen Radiothoriumpräparaten in reichem Maße nach außen entweicht. Sie diffundiert in der Luft zwischen dem aktiven Präparat und der Meßkammer. Da somit die α-Partikeln, die von der Emanation selbst ausgesendet werden, aus den verschiedensten Entfernungen in der Meßkammer eintreten, so werden die Ionisationskurven, wenn man nicht für eine schnelle Beseitigung der Emanation sorgt, unklar und für ein Studium des Ionisationsbereichs der einzelnen Strahlengruppen ungeeignet.

Um die von der Emanation herrührenden Strömungen zu vermeiden, wurde die folgende Anordnung getroffen, die sich als ziemlich zweckmäßig erwies. Anstatt die aktive Substanz auf einem kleinen Tischchen anzubringen, wie es in der ersten Mitteilung für den aktiven Beschlag getan wurde, wurde diesmal ein kleiner Trichter verwandt. In diesen wurde ein flacher Porzellan- oder Platindeckel mit der dünnen Schicht aktiver Substanz so angebracht, daß er an keiner Seite dicht an der Trichterwand ansaß. Dies geschah mit Hilfe einiger ziemlich dicker Metallstreifen, die über die Trichterwand herabhingen. Der untere enge Teil des Trichters war mittels Gummischlauchs mit einer Wasserstrahlpumpe verbunden. Wiederum war die Meßkammer sowohl als die Trichteranordnung mit der Strahlenquelle in einem Metallkasten angebracht, der zur Erde abgeleitet war, um äußere Einflüsse auszuschalten.

Mit Hilfe der Pumpe wurde ein konstanter Luftstrom durch den Trichter nach unten gesogen. Dieser Luftstrom nahm die Emanation, sobald sie von dem aktiven Material abgegeben wurde, mit sich und verhinderte so ihre Diffusion nach oben.

Für große Entfernungen zwischen der Strahlenquelle und der Meßkammer arbeitete diese Anordnung recht befriedigend. Für kurze Entfernungen ließen sich indessen von der Emanation herrührende Störungen niemals ganz beseitigen. Um auch diese zu verhüten, war es nötig, die aktive Substanz mit einer dünnen, gleichmäßigen Schicht Glimmers luftdicht zu versiegeln.

Dieser Weg wurde daher einige Male und mit Erfolg eingeschlagen. Die Glimmerschicht drückt den Bereich der α-Partikeln in der Luft um einen bestimmten Betrag herab und diese Hemmungsfähigkeit des Glimmers, verglichen mit Luft, muß in einem anderen Versuch bestimmt werden. Zu diesem Zwecke wurde ein mit dem aktiven Beschlag des Thoriums bedeckter Draht verwandt. Die Ionisationskurve wurde aufgenommen mit und ohne den Glimmerschirm, wie es in der früheren Mitteilung beschrieben ist. Aus den erhaltenen Kurven läßt sich die Abnahme des Ionisationsbereichs der α-Strahlen, wenn sie den Glimmer durchdrungen haben, ausdrücken in einer dem Glimmer entsprechenden Luftschicht.

Die Ionisationskammer war dieselbe, wie sie bei der Untersuchung des aktiven Beschlags verwandt wurde, die beiden Metallscheiben waren 0,5 cm voneinander entfernt. Um ziemlich enge Strahlenbündel zu bekommen, wurde eine größere Anzahl von Messingröhren, 1,1 cm hoch und etwa 0,4 cm im Durchmesser, aneinander gesiegelt und auf die aktive Substanz gestellt.

Die Strahlenbündel waren dann schmal genug, um ihren ganzen Querschnitt, auch für die größte zur Untersuchung gelangende Entfernung in die Meßkammer aufzunehmen.

Aus den oben angeführten Gründen ist eine ganz exakte Bestimmung des Ionisationsbereichs der α-Partikeln, wie sie von den verschiedenen Produkten des Thoriums ausgesandt werden, nicht leicht. Da indessen die Versuche immer mehrere Male wiederholt wurden, meist auch mit neu hergestelltem aktivem Material und unter variierenden Bedingungen, so sind die schließlich erhaltenen Resultate wahrscheinlich der Wirklichkeit nahe.

Ionisationskurve eines Radiothoriumpräparats im radioaktiven Gleichgewicht.

Als erste Ionisationskurve wurde die eines starken Radiothoriumpräparats im radioaktiven Gleichgewicht aufgenommen. Wenige Tropfen einer Radiothoriumlösung (Aktivität 100000) wurden auf einem kleinen, flachen Porzellandeckel zur Trockne eingedampft. Die erhaltene Schicht war befriedigend dünn.

Unter der Voraussetzung, daß die α-Partikeln von jedem der fünf verschiedenen α-Strahlenprodukte, die im Radiothorium anwesend sind, einen verschiedenen Durchdringungsbereich für Luft haben, sollte man theoretisch erwarten, daß die Ionisationskurve fünf bestimmte Knicke aufweise. Das erhaltene Resultat zeigt Fig. 1a. Nur zwei wohlunterschiedene Teile sind zu erkennen. Der obere Teil der Kurve, beginnend bei etwa 8,6 cm, weist auf die Anwesenheit von Thorium *C* hin, dessen Ionisationsbereich ja zu 8,6 cm bestimmt wurde. Etwas unterhalb 6 cm sieht man eine zweite Gruppe von α-Partikeln in das Meßgefäß eintreten; indessen

Digitized by Google

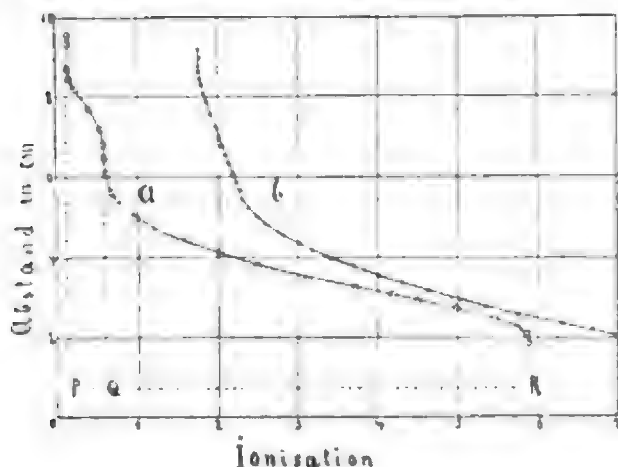


Fig. 1.

ist der Punkt, wo das eintritt, nicht sehr scharf ausgesprochen. Der Abstand *PQ* stellt den Betrag der Ionisation vor, der vom Thorium *C* allein herrührt. Der Abstand *PR* gibt uns die Ionisation der sämtlichen fünf α-Strahlenprodukte zusammen. Man sieht deutlich, daß *PR* mehr als zehnmal so groß ist als *PQ*. Theoretisch sollte *PR* fünfmal so groß sein als *PQ*, wenn die fünf aufeinander folgenden Produkte alle anwesend sind. Der Unterschied zwischen Theorie und Experiment zeigt an, daß mindestens die Hälfte der in dem Präparat erzeugten Emanation in die Luft entweicht.

Die Abwesenheit irgendwelcher scharf ausgesprochener Knicke (Thorium *C* ausgenommen) macht es unmöglich, aus dieser Kurve den Ionisationsbereich der verschiedenen Gruppen von α-Partikeln, die den verschiedenen Produkten entsprechen, zu bestimmen.

Fig. 1b zeigt zum Vergleich eine Kurve, wie sie von einer ziemlich dicken Schicht eines Radiothoriumpräparats erhalten wurde. Zur größeren Übersichtlichkeit ist diese Kurve etwas nach rechts verschoben.

Aus den von Bragg und Kleeman für Radium in dicker Schicht erhaltenen Resultaten sollte man erwarten, daß die Neigung der Ionisationskurve gegen die *X*-Achse jedesmal eine ziemlich scharf ausgesprochene Änderung erfährt, wenn ein neuer Satz von α-Strahlen in die Ionisationskammer eintritt. Wiederum ist nur der dem Thorium *C* entsprechende Teil der Kurve scharf begrenzt. Unterhalb 6 cm ändert die Kurve dann auch ihre Neigung, aber sie gibt keine *X* eindeutige Aufklärung über die Ionisationsbereiche der übrigen Produkte.

Die Prüfung der Ionisationskurven des Radiothoriums im Gleichgewicht, ob dieses nun in dünner oder dicker Schicht vorliegt, gibt also kein befriedigendes Resultat über den Ionisationsbereich der verschiedenen α-Strahlenprodukte.

Es war daher notwendig, jedes einzelne Produkt soweit als möglich frei von den übrigen herzustellen und so im einzelnen den Bereich der α-Partikeln, die von dem einheitlichen Produkt ausgegeben wurden, zu bestimmen. Diese Methode, obgleich etwas mühsam, war von Erfolg.

Ionisationskurve von Radiothorium allein, zeitweise befreit von allen seinen Produkten.

Das für diesen und die folgenden Versuche zur Verwendung gelangende Radiothoriumpräparat war anfangs nicht sehr stark aktiv; es enthielt einen großen Teil Eisen und andere Verunreinigungen. Die Aktivität war sicher nicht mehr als einige Tausend (wenn vergl. mit Uran). Um ein Präparat zu erhalten, frei von Thorium *X* und so wenig als möglich inaktiven Beimengungen, wurde der folgende Weg eingeschlagen: Die saure Lösung wurde mit Ammoniak nahezu neutralisiert. Ein geringer Niederschlag fiel aus, ein großer Teil des Thorium *X* und des Eisens usw. blieb in Lösung. Nach dem Abfiltrieren wurde der Niederschlag in Salpetersäure gelöst und die Lösung mehrmals in derselben Weise behandelt wie vorher. Nur so viel Ammoniak wurde verwandt, daß nur ein kleiner Teil des vorherigen Niederschlags wieder ausfiel, während der größere Teil in Lösung blieb. Dieser Prozeß der Auflösung und teilweisen Fällung wurde ein drittes Mal ausgeführt. Ich habe früher mitgeteilt[1]), daß auf diesem Wege wahrscheinlich eine Konzentration des Radiothoriums möglich ist, da dieses sich vergleichsweise mehr in den ersten als in den späteren Anteilen eines Ammoniakniederschlags vorzufinden scheint. Andererseits war es äußerst unwahrscheinlich, daß sich in diesem allerersten Niederschlag noch irgendeine Spur von Thorium *X* vorfände, da dieses ja immer in Lösung bleiben mußte.

Der kaum sichtbare Niederschlag wurde mittels etwas Salpetersäure vom Filter aufgelöst und auf einem Porzellantiegeldeckel eingedampft. Die erhaltene Schicht war äußerst dünn und zeigte vergleichsweise starke α-Aktivität.

Die Ionisationskurve wurde unmittelbar nach der Herstellung dieses Präparats aufgenommen. Fig. 2a zeigt das erhaltene Resultat.

Die Kurve hat durchaus die Gestalt, die man für ein einheitliches α-Strahlenprodukt erwarten sollte. Die Ionisationswirkung der α-Partikeln beginnt bei 3,9 cm, nimmt dann sehr schnell zu, erreicht ein Maximum und nimmt dann mit abnehmender Entfernung von der Strahlenquelle allmählich ab. Eine andere Kurve wurde drei Stunden später aufgenommen und zeigte praktisch dasselbe Resultat. Wir

1) Diese Zeitschr. 7, 412, 1906.

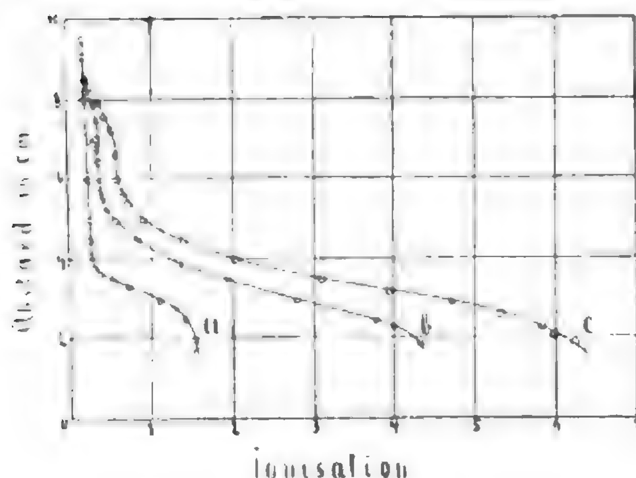


Fig. 2.

haben hieraus den Schluß zu ziehen, daß die α-Partikeln des Radiothoriums selbst aufhören die Luft zu ionisieren in einer Entfernung von etwa 3,9 cm.

Daß die erhaltene Kurve beträchtlich vom Radiothorium herrührt, ergibt sich aus dem späteren Verhalten des Präparats. Kurve 2b wurde mit demselben Präparat unter durchaus denselben Bedingungen vier Tage später aufgenommen. Die Gestalt der Kurve ist sehr verschieden. Die erste Ionisationswirkung der α-Strahlen beginnt schon bei viel größerem Abstand, nämlich etwa 8,6 cm. Von meiner ersten Mitteilung ist bekannt, daß dieser Effekt von den Strahlen des Thoriums *C* kommt. Eine Änderung der Ionisationskurve hat dann kurz unterhalb 6 cm statt, was andeutet, daß hier ein neues α-Produkt seine Wirkung der des Thoriums *C* zuaddiert. Die Strahlen dieses Körpers haben ein geringeres Durchdringungsvermögen als die des Thoriums *C*, aber ein größeres als die des Thoriums *B* und Radiothoriums. Da von den α-Produkten nur noch das Thorium *X* und die Emanation übrig bleibt, so können wir schließen, daß die beobachtete Änderung unterhalb 6 cm von einem dieser beiden oder beiden zusammen herrührt. Da ein größerer Teil der Emanation aus dem Präparat entwich und von dem Luftstrom fortgeführt wurde, so erscheint es wahrscheinlich, daß der Durchdringungsbereich von etwas weniger als 6 cm den α-Strahlen des Thoriums *X* zukommt. Dieser Schluß wird durch später folgende Resultate bestätigt.

In den vier Tagen hat das Radiothorium schon mehr als die Hälfte des Maximalbetrags von Thorium *X* gebildet. Das Thorium *X* gibt die Emanation und diese ihrerseits Thorium *B* und *C*. Die Ionisation, von dem letzteren herrührend, sollte daher in der Figur zu beobachten sein, und wie wir gesehen haben, ist dies auch der Fall.

Naturgemäß muß auch derselbe Betrag von Thorium *B* anwesend sein, aber da das Durchdringungsvermögen der α-Partikeln des Thoriums *B* nur 5 cm beträgt, so wird sich ihr Effekt nur zu dem des Thoriums *X* addieren, ohne einen deutlichen Knick in der Kurve hervorzurufen.

Fig. 2c zeigt die Kurve, die von demselben Produkt 21 Tage nach seiner Herstellung aufgenommen wurde. Die Gesamtionisation ist nun mehr als viermal so stark als zu Beginn, und der Teil, zu Thorium *C* und Thorium *X* gehörig, bei weitem mehr ausgeprägt als in der Fig. 2b.

Man erkennt, daß die Kurve *c* der Fig. 2 der Kurve *b* in Fig. 1 sehr ähnlich ist, ein Resultat, das zu erwarten war, da beide die Ionisation des Radiothoriums im Gleichgewicht vorstellen.

Es ist nicht leicht, die Gestalt der Kurve akkurat zu erhalten, wenn man der Strahlenquelle sehr nahe kommt, da sich die Störungen, die durch die Abgabe der Emanation hervorgerufen werden, nicht mehr vermeiden lassen. So konnte zum Beispiel die letzte Krümmung der Kurve *c* (Fig. 2) nicht mehr mit Genauigkeit erhalten werden. Aus diesem Grunde wurden daher auch manche Kurven nicht bis sehr nahe an die strahlende Schicht aufgenommen. Die Störungen der Emanation sind natürlich in stark emanierenden Präparaten am größten und nehmen schnell zu, wenn die Ionisationskammer dem aktiven Präparate näher kommt.

Da es indessen der Gegenstand dieser Arbeit ist, den Maximaldurchdringungsbereich der α-Strahlen für die einzelnen Produkte zu bestimmen, so ist es von keiner großen Wichtigkeit, die Gestalt der Kurve nahe an dem aktiven Material genau zu kennen.

Ionisationskurve von Thorium *X*.

Das für die Aufnahme seiner Ionisationskurve benutzte Thorium *X* wurde in der üblichen Weise erhalten, indem man Thorium — oder, wie in vorliegendem Falle — Radiothorium mit Ammoniak fällt, wobei das Thorium *X* in Lösung bleibt. Beim Thorium *X* gelingt es nicht gleich, das Filtrat frei von Radiothorium selbst zu bekommen; das erhaltene Thorium *X* enthält vielmehr gewöhnlich einen kleinen Betrag desselben, und seine Aktivität fällt daher nicht völlig nach Null ab. Wenn man durch Zusatz von wenig Eisenlösung zum Filtrat die Fällung wiederholt, so ist die Entfernung des Radiothoriums aus der Lösung mehr vollständig, allerdings fällt dann auch ein Teil des Thoriums *X* mit aus und schwächt das Filtrat.

Es ist Sorge dafür zu tragen, daß nur reine Chemikalien und gutes destilliertes Wasser verwandt werden, da alle nicht flüchtigen Verunreinigungen beim Thorium *X* bleiben. Die

Anwesenheit solcher Verunreinigungen macht es dann kaum möglich, eine hinreichend dünne Schicht zu bekommen, wie sie zu dem Experiment gebraucht wird.

Nach dem Vertreiben der Ammonsalze wird das Thorium *X* wiederum aufgelöst, auf einen flachen Platindeckel gebracht und sorgfältig eingedampft. Alsdann wird der Deckel für einige Zeit am Gebläse erhitzt, wobei Thorium *A* fast vollständig, Thorium *B* und *C* zum großen Teil entfernt werden.

Wenige Stunden nach dem Erhitzen sollte das Thorium *X* vom aktiven Beschlag fast völlig frei sein; die in großem Betrag beständig entstehende Emanation ist natürlich nicht zu umgehen. Kurve *a* in Fig. 3 zeigt die Ionisationskurve für Thorium *X* unter den angegebenen Bedingungen.

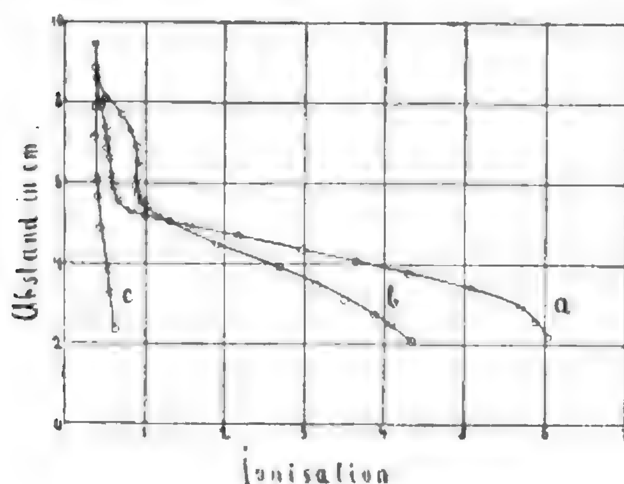


Fig. 3.

Man erkennt, daß bei einer Entfernung von etwa 5,7 cm die Ionisation sehr schnell anwächst, ein Zeichen, daß bei diesem Punkte die α-Strahlen eines stark aktiven Produkts in die Ionisationskammer eintreten. Oberhalb 5,7 und ansteigend bis 8,6 cm findet eine schwache Ionisation durch α-Strahlen statt, die von einer geringen Menge Thorium *C* herrühren, das noch im Thorium *X* enthalten ist oder schon wieder aus der Emanation gebildet wurde.

Die α-Partikel mit dem Bereich von 5,7 cm gehören sicherlich zum Thorium *X*, aber es ist schwer, den wirklichen Bereich exakter als auf 1 oder 2 mm mit Sicherheit anzugeben, da die Störungen, die von der beständig abgegebenen Emanation verursacht werden, auch mit einem lebhaften Luftstrome nicht ganz beseitigt werden können.

Um zu sehen, inwieweit die Emanation die Messungen störend beeinflußte, wurde die aktive Substanz luftdicht abgeschlossen mit Hilfe eines dünnen Glimmerschirms, der direkt auf das Thorium *X* aufgewachst war. Dann wurde die Ionisationskurve von neuem aufgenommen. Der Glimmer entsprach in seiner Fähigkeit, die α-Partikeln aufzuhalten, 2,0 cm Luft. Wenn dies in Rechnung gebracht wurde, so wurde der Maximalbereich der α-Partikeln als praktisch identisch mit dem vorher gefundenen erkannt, der ohne Glimmerschirm erhalten war.

Wir können also hieraus schließen, daß die α-Strahlen des Thoriums *X* bei einem Abstande von etwa 5,7 cm aufhören die Luft zu ionisieren.

Die Kurven *b* und *c* in Fig. 3 geben die Ionisation des Thoriums *X* 5 Tage und 28 Tage nach seiner Bereitung. Man erkennt klar aus *b*, daß in diesem Falle, wo das Material stark erhitzt worden war, nicht so viel Emanation in die Luft entweicht, als z. B. in dem Falle für die Kurve *c* in Fig. 2. Denn der dem Thorium *C* zugehörige Teil der Kurve ist äußerst klar und stark ausgesprochen, was eben anzeigt, daß im erhitzten Thorium *X* ein größerer Betrag von aktivem Beschlag anwesend ist, als im nicht erhitzten Radiothorium (Fig. 2c).

Da das Thorium *X* beständig an Aktivität abnimmt, so nimmt die Ionisation der aus ihm entstandenen Produkte im selben Maße ab. Die sehr geringe Restaktivität, wie sie in Kurve *c* (Fig. 3) angegeben ist, zeigt, daß das Thorium *X* sehr nahe frei von Radiothorium oder Radium war.

Ionisationsbereich der α-Partikeln der Thoriumemanation.

Wegen der starken Emanationskraft von Radiothorium- oder Thorium-*X*-Präparaten läßt sich die elektrische Methode zur Bestimmung des genauen Ionisationsbereichs der Emanation nicht mit Erfolg anwenden. Auch wenn die emanierende Substanz mittels eines Glimmerschirmes luftdicht abgeschlossen wurde, konnte man keinen weiteren deutlichen Knick in der Kurve erkennen, was vermuten ließ, daß der Bereich der α-Partikeln aus der Emanation von dem der übrigen α-Partikeln mit weniger als 6 cm nicht sehr verschieden sein werde.

Der Ionisationsbereich der α-Partikeln, die von der Emanation ausgesandt werden, konnte indessen bestimmt werden, wenn man unter besonderen Bedingungen den Abstand bestimmte, bis zu welchem die α-Partikeln noch Szintillation auf dem Zinksulfidschirm hervorriefen.

Die hierzu verwandte Anordnung war im allgemeinen dieselbe, wie sie für die Bestimmung des Maximalbereichs der α-Strahlen des Thoriums *C* nach der Szintillationsmethode in der ersten Mitteilung des Verf. angegeben wurde. Nur wurde der aktivierte Draht durch ein flaches Metallbüchschen ersetzt, das wenige Millimeter hoch war und etwa 2,5 cm Flächenausdehnung hatte. Ein dünner Glimmerschirm, der für die Emanation undurchdringlich ist,

wurde auf den oberen Rand des offenen Büchschens aufgewachst. Zwei enge Glasröhrchen waren an dem Gehäuse angebracht. Ein langsamer Luftstrom strich durch eine Glasröhre über ein starkes Radiothoriumpräparat und nahm die Emanation mit, ging durch das flache Metallgehäuse mit der Glimmerdecke und entwich durch eine ziemlich lange Schlauchleitung, um die Emanation vollständig aus der Nähe des Zinksulfidschirms zu entfernen.

In dem Augenblick, wo die Luft die Emanation in das Metallgefäß brachte, konnte man auf dem nahe über dem Gefäß verschiebbar angebrachten Zinksulfidschirm die Szintillationen erkennen, die von den α-Partikeln herkamen, die aus der Emanation durch den Glimmer hindurch nach oben gedrungen waren.

Durch Änderung des Abstandes zwischen Büchschen und Zinksulfidschirm ließ sich der Abstand bestimmen, bei dem das Szintillieren aufhörte. Allerdings ist es nicht sehr leicht, diesen Punkt zu finden, da die Szintillationen am Ende des Ionisationsbereichs der α-Strahlen sehr schwach werden. Die zuletzt noch beobachtbaren Szintillationen kommen von α-Partikeln aus dem höchsten Teile des Büchschens, während die von tieferen Teilen bereits verschwunden sind. In diesem allmählichen Abnehmen der Anzahl und Stärke der Szintillationen kommt noch ein weiterer Punkt der Ungewißheit. Nachdem eine größere Menge Emanation durch das Metallgehäuse geblasen ist, beginnt allmählich der aktive Beschlag in immer steigendem Maße in Erscheinung zu treten und, da die Strahlung des aktiven Beschlags von Thorium die durchdringendsten α-Strahlen enthält, die man bisher kennt, so erkennt man bald Szintillationen auf Entfernungen, die viel größer sind, als dem Maximalbereich der α-Partikeln der Emanation selbst entsprechen.

Es ist daher die nach der Szintillationsmethode erhaltene Zahl für den Maximalbereich innerhalb kleiner Grenzen unsicher; da indessen die Resultate von verschiedenen Messungsreihen in guter Übereinstimmung waren, so ist der beobachtete Wert wahrscheinlich nicht weit vom wahren entfernt. Für die beschriebene Anordnung wurde als Maximalabstand, bei dem Szintillationen von α-Strahlen aus der Emanation noch eben beobachtet werden konnten, 4,0 cm gefunden. Da indessen die α-Strahlen bereits einen dünnen Glimmerschirm durchdrungen hatten, der in seiner Aufhaltungsfähigkeit 1,2 cm Luft entsprach, so ergibt sich für den Maximalbereich der α-Partikeln aus der Emanation, wenn nach der Szintillationsmethode gemessen,

$$4{,}0 + 1{,}2 = 5{,}2 \text{ cm}.$$

In meiner ersten Mitteilung über die Ionisation der α-Strahlen führte ich an, daß die elektrische Methode etwas empfindlicher zu sein scheint als die der Szintillationen, wenn es sich um den Maximalbereich von α-Strahlen handelt. So wurde für den der Strahlen des Radiums *C* und Thoriums *C* nach der elektrischen Methode 7,06 und 8,6 cm gefunden, während die Szintillationsmethode nur 6,8 und 8,3 cm ergeben hatte.

Der wirkliche Bereich der α-Partikeln der Emanation für Luft, wenn er nach der elektrischen Methode bestimmt wäre, dürfte daher auch etwas größer sein und zwar

$$5{,}2 + 0{,}3 = 5{,}5 \text{ cm}.$$

In der folgenden Tabelle ist der Maximalbereich der α-Partikeln der fünf verschiedenen Thoriumprodukte zusammengestellt. Zum Vergleich ist der Bereich der α-Partikeln für die Radiumprodukte, wie er von Bragg und Kleeman bestimmt ist, ebenfalls angeführt:

Produkt	Bereich der α-Partikeln in Luft bei Atmosphärendruck und -Temperatur	Produkt	Bereich der α-Partikeln dto.
Thorium . .	strahlenlos?	Radium	3,50 cm
Radiothorium	3,9 cm	Emanation	4,23 „
Thorium *X* .	5,7 „	Radium *A*	4,83 „
Emanation .	5,5 „	Radium *B*	nur β-Strahlen
Thorium *A* .	strahlenlos	Radium *C*	7,06 cm
Thorium *B* .	5,0 cm	Radium *D*	strahlenlos
Thorium *C* .	8,6 „	Radium *E*	nur β-Strahlen
		Radium *F*[1]	3,85 cm

Die in der vorliegenden Untersuchung über die α-Strahlen des Thoriums erhaltenen Resultate sind in voller Übereinstimmung mit der Theorie über die Absorption der α-Strahlen, wie sie von Bragg und Kleeman aufgestellt wurde.

Die von jedem einzelnen Produkt ausgeschleuderten α-Strahlen bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit und hören, nachdem sie eine ganz bestimmte Entfernung in der Luft zurückgelegt haben, ziemlich plötzlich auf, das Gas zu ionisieren. Die α-Partikeln der verschiedenen Produkte unterscheiden sich voneinander nur durch die verschiedene Anfangsgeschwindigkeit, welch letztere dann ihren Ionisationsbereich in Luft bestimmt.

Wenn wir annehmen, daß die α-Partikeln des Thoriums und des Radiums identisch sind, so zeigt uns das Resultat der vorliegenden Untersuchung, daß die α-Strahlen des Thoriums im Durchschnitt mit einer etwas größeren Geschwindigkeit ausgeschleudert werden, als die des Radiums. In beiden Fällen ist die Geschwindigkeit der α-Partikeln der korrespondierenden Produkte Radium *C* und Thorium *C* bedeutend größer als die der α-Partikeln der übrigen.

1) Der Bereich der α-Partikeln von Radium *F* (Radiotellurium) ist neuerdings von Dr. Levin im hiesigen Institut bestimmt worden.

Anmerkung. In der ersten Mitteilung über diesen Gegenstand habe ich einige Versuche angeführt, die im Gange sind, um endgültig festzustellen, ob die Aktivität des Radiothoriums merklich mit der Zeit abnimmt oder nicht. Ich gab an, daß zwei Probeuhrgläser eine Abnahme ihrer Aktivität zeigten, und daß ein anderes luftdicht abgeschlossenes Uhrglas sich in Untersuchung befindet. Die Aktivität aller dieser Proben nimmt langsam ab, allerdings, wie es scheint, nicht sehr regelmäßig, und es ist noch nicht genügend Zeit vergangen, um die Zerfallsperiode mit irgendwelcher Genauigkeit angeben zu können.

Zum Schlusse sage ich Herrn Prof. Rutherford herzlichen Dank für seine Anregung und liebenswürdigen Beistand bei dieser Arbeit und für das Interesse, das er an den Versuchen nahm.

Montreal, Physikalisches Institut der Mc Gill-Universität 21. Mai 1906.

(Eingegangen 2. Juni 1906.)

Nachtrag zu meiner vorläufigen Mitteilung: Über Widerstandsänderungen dünner Metallschichten durch Influenz.

Von Emil Bose.

Eingehendere Versuche zu dem Gegenstande haben mich zu der Überzeugung gebracht, daß meine letzthin[1]) improvisierten mitgeteilten Versuche erheblich durch eine Fehlerquelle entstellt sind, auf deren Vorhandensein ich leider erst bei weiteren Versuchen aufmerksam geworden bin, und ich ziehe es daher vor, den experimentellen Teil meiner Mitteilung zurückzuziehen. Es zeigte sich bei meinen weiteren Versuchen nämlich, daß es sehr schwer ist zu vermeiden, daß Strom von der Influenzmaschine in die Brückenanordnung gelangt. Ein Teil dieses Stromes fließt dann durch das hochempfindliche Spiegelgalvanometer, welches als Nullinstrument in der Brücke dient. Solche Ströme erhält man, gleichviel welche Ecke des Brückensystems man zur Erde ableitet, und es werden dadurch Widerstandsänderungen vorgetäuscht, welche in diesem Umfange in Wirklichkeit nicht vorhanden sind. Man kann nun aber die Fragestellung umkehren und sagen: Wenn die auf anderen Wegen gefundenen Elektronenzahlen pro Volumeinheit Platin im Mittel 10^{22} ergeben haben, dann wären Widerstandsänderungen im Betrage von etwa ein Promille bei meiner Versuchsanordnung zu erwarten gewesen. Da diese nunmehr nicht auftreten, so ist die Frage, wo die durch Influenz zu- oder abgeführte Elektronenzahl sich befindet. Solange man feste Dielektrika in Berührung mit den dünnen Metallschichten hat, wie das bei meinen Versuchen der Fall war, hilft die durch den bekannten Versuch mit der auseinandernehmbaren Leidener Flasche gestützte Anschauung, daß die Ladungen hier am Dielektrikum haften und daher nicht zur metallischen Leitung beitragen. Das Ausbleiben des Effekts findet damit also eine plausible Erklärung. Anders wird aber die Sache, sobald wir durch Annäherung einer geladenen Metallfläche die freie Oberfläche einer solchen dünnen Metallschicht influenzieren. Dann befindet sich die Influenzladung unzweifelhaft auf der dünnen Metallschicht selbst und es ist kein Grund einzusehen, weshalb nicht die vermutete Widerstandsbeeinflussung durch Influenz eintreten sollte. Leider sind nun zur Ausführung dieses Versuches die Umstände nicht gerade günstig. Der Abstand der influenzierenden Metallschicht muß erheblich unterhalb der Funkenlänge in Luft bleiben, also bei 3000 Volt etwa ein Millimeter betragen. Der rechnerisch vorauszusehende Effekt ist aber dann an der äußersten Grenze des mit Hilfe der Wheatstoneschen Brücke erreichbaren und zudem ist der Sättigungsstrom durch die Brückenanordnung zur Erde nicht zu vermeiden. Dahingehende Versuche führten bisher zu keinem unzweideutigen Resultat. Naheliegende Kunstgriffe zur geeigneten Erdung der Brückenanordnung (z. B. Erdung eines Punktes inmitten der dünnen influenzierenden Schicht, oder Erdung der beiden Galvanometerecken der Brücke durch zwei möglichst hohe, gleich große Widerstände) ergaben ebenfalls keinen wesentlichen Erfolg. Es gestaltet sich daher die Sachlage augenblicklich derart, daß ein sicherer Nachweis durch Influenz zu bewirkender Widerstandsänderungen nur im höchsten Vakuum möglich sein wird, wo ohne störenden Stromübergang außerordentlich hohe Potentialgefälle an die freie Oberfläche der zu untersuchenden dünnsten Metallschichten angelegt werden können. Die experimentellen Schwierigkeiten werden dabei allerdings nicht ganz klein sein. Versuche dieser Art sind zurzeit in Vorbereitung, doch wollte ich nicht länger zögern, meine früheren, durch grobe Fehlerquellen gestörten Versuche zurückzuziehen, indem ich hoffe, dieselben späterhin durch einwandfreie Influenzversuche im Vakuum ersetzen zu können.

Inzwischen hat, wie ein nach Redaktionsschluß dieser Nummer (18./6. 06) eingegangenes Manuskript zeigt, auch Herr Dr. Pohl im physikalischen Institut der Universität Berlin nachgewiesen, daß bei festen Dielektricis kein merklicher Influenzeffekt feststellbar ist. Da die sehr ausführliche Arbeit des Herrn Pohl großenteils durch die vorstehenden Zeilen erledigt ist, so wird dieselbe nunmehr an anderer Stelle (Ber. d. d. phys. Ges.) zum Abdruck gelangen.

(Eingegangen 17. Juni 1906.)

1) Diese Zeitschr. 7, 373, 1906.

Über den Spannungsabfall in der positiven Schicht in Wasserstoff.[1])

Von P. B. Pentscheff.

In der Theorie der Ionisierung durch Ionenstoß wird dem Spannungsabfall in der einzelnen Schicht der positiven Lichtsäule prinzipielle Bedeutung beigelegt; nach J. Stark[2]) kann dieser Abfall nicht unter einen bestimmten minimalen Wert sinken, dieser gibt das Minimum kinetischer Energie, welches die negativen Elektronionen (Kathodenstrahlen) zur Stoßionisierung benötigen. Herr Geheimrat Riecke stellte mir die Aufgabe, die Abhängigkeit des Spannungsabfalles in der positiven Schicht von Stromstärke und Gasdruck zu untersuchen und zwar für Wasserstoff.

Zuerst wurde versucht, den Spannungsabfall in der positiven Schicht mittels beweglicher oder fester Sonden zu ermitteln. Indes erwies sich diese Methode als vollkommen unbrauchbar infolge der Deformation der Schichten durch die Sonden. Es wurde darum zu den weiteren Messungen ausschließlich folgende von Herrn Prof. Stark angegebene Methode mit gutem Erfolge verwendet. Die Kathode, eine Aluminiumscheibe (30 mm Durchmesser), stand fest, die Anode, ebenfalls eine Aluminiumscheibe, (7 mm Durchmesser) war mittels eines Elektromagneten verschiebbar und konnte darum der Kathode genähert oder bis auf ungefähr 40 cm von ihr entfernt werden. In einigem Abstand von der Kathode tauchte in die negative Glimmschicht eine Platinsonde. Zunächst wurde die Anode von der Kathode so weit fortgezogen, daß mehrere (n_1) Schichten zwischen ihr und der negativen Glimmschicht lagen; dann wurde die Spannungsdifferenz (V_1) zwischen der Anode und der Sonde gemessen. Hierauf wurde unter Konstanthaltung der Stromstärke die Anode der Kathode genähert, so daß die Schichtenzahl auf n_2 abnahm; dadurch sank die Spannungsdifferenz auf V_2. Die auf eine Schicht entfallende Spannungsdifferenz war dann $\frac{V_1 - V_2}{n_1 - n_2}$.

Zur Messung der Spannung diente ein Quadrantelektrometer; zur Evakuierung eine Quecksilberluftpumpe, zur Messung des Druckes ein McLeodsches Manometer. Als Stromquelle diente eine Hochspannungsbatterie.

Der Wasserstoff wurde mittels Elektrolyse hergestellt und durch ein erhitztes Röhrchen aus Palladiumblech in die Versuchsröhre eingeleitet.

Um Quecksilberdämpfe von der Versuchsröhre fernzuhalten, wurde erstens zwischen Pumpe und Röhre ein Ventil eingeschaltet, zweitens eine U-förmige Röhre, die in flüssige Luft tauchte. Sämtliche Glasteile des Aufbaues waren miteinander verschmolzen, Fettdichtungen oder Kittungen waren also nicht vorhanden. Um reinen Wasserstoff in der Versuchsröhre zu haben, erwies es sich als notwendig, vor allem auch die Verunreinigungen zu entfernen, die aus der Röhre und den Elektroden kamen; dies wurde dadurch erreicht, daß die Röhre, während sie dauernd mit einem ziemlich starken Strom beschickt war, einige Tage lang immer wieder vollständig evakuiert und mit reinem Wasserstoff gefüllt wurde.

Als Resultat ergab sich zunächst, daß auf die Schichtung in Wasserstoff bereits minimale Mengen anderer Gase einen großen Einfluß ausüben. Bei Gegenwart geringer Mengen fremder Gase, vor allem von Quecksilberdampf, bilden sich Doppelschichten; es zerfällt nämlich jede Schicht in zwei verschieden gefärbte Teile. In vollständig gereinigtem Wasserstoff sind die Schichten einfach und zeigen längs ihrer Achse homogene Färbung.

Die Gegenwart einer Spur fremden Gases begünstigt die Schichtung (Doppelschichten); je reiner indessen der Wasserstoff wird, desto kleiner ist das Gebiet von Stromstärke und Druck, in welchem die positive Lichtsäule geschichtet ist.

In reinem Wasserstoff nimmt der Spannungsabfall in der positiven Schicht mit wachsender Stromstärke etwas zu bei konstantem Gasdruck und sinkt mit abnehmendem Gasdruck bei konstanter Stromstärke, unterschreitet indes in keinem Falle den Wert von 20 Volt; der größte Wert war 55 Volt.

In unreinem Wasserstoff, bei Gegenwart von Quecksilberdampf und anderen aus der Röhre kommenden Gasen, nimmt der Spannungsabfall in der positiven Schicht mit wachsender Stromstärke zumeist ab und variiert zwischen 13 und 45 Volt, unterschreitet aber auch hier nicht die untere Grenze.

Die vorstehende Untersuchung wurde im Physik. Institut der Universität Göttingen ausgeführt. Herrn Geheimrat Riecke sage ich auch an dieser Stelle für seine Unterstützung herzlichen Dank.

Göttingen, April 1906.

(Eingegangen 3. Mai 1906.)

1) Vorläufige Mitteilung.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 7, 428, 1902; diese Zeitschr. 6, 761, 1905; Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 3, 48, 1906.

Die Messung von schwachen Wechselströmen.

Von J. K. A. Wertheim-Salomonson.

Von Klemencic wurde eine Methode angegeben zur Messung schwacher Wechselströme. Zwei dünne Drähte von Eisen und Konstantan

wurden einmal umeinander geschlungen. Wird der zu messende Wechselstrom durch den Konstantandraht zum Eisendraht geführt, so erwärmt sich die Kontaktstelle. Dabei entwickelt sich eine thermoelektrische Spannung, welche in ein empfindliches Galvanometer, das an den freien Enden der Drähte angeschlossen ist, zu dem Entstehen eines meßbaren Stromes Veranlassung gibt.

Diese Methode hat praktische Nachteile. Wird die Kontaktstelle verlötet, so wird die Vorrichtung weniger empfindlich. Wird sie nicht verlötet, so ist es bei dünnen Drähten schwierig, einen gutleitenden Kontakt zu erhalten. Demzufolge entsteht an der Kontaktstelle eine Art Kohärerwirkung: sie zeigt geringeren Widerstand für hochgespannte Ströme als für Ströme von niedriger Spannung. Bei der Messung unsymmetrischer Wechselströme, wie man sie von der sekundären Spule eines Induktoriums erhält, fließen die Öffnungsströme durch den Kontakt, während die Schließungsströme manchmal durch das Galvanometer fließen; letzteres zeigt demzufolge sehr große und unregelmäßige Ausschläge.

Ich habe darum versucht, die thermoelektrische Methode sowohl empfindlicher als zuverlässiger zu machen. Beides ist mir in folgender Weise gelungen.

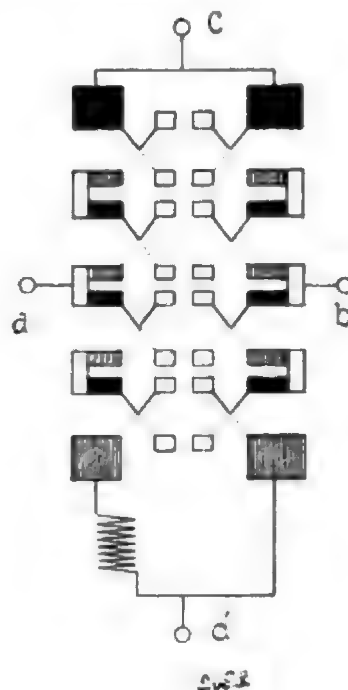
Statt eines einzigen Thermoelementes wurden deren eine große Anzahl verwendet und zwar in zwei parallel geschalteten Reihen. Anfang und Ende der beiden Reihen wurden mit dem Galvanometer verbunden. Jetzt mußte der zu messende Wechselstrom in derartiger Weise durch die Thermokette geführt werden, daß er keinen unmittelbaren Einfluß auf das Galvanometer ausüben konnte. Dies wurde in einfachster Weise erreicht, indem der Wechselstrom an zwei in der Mitte jeder Reihe von Thermoelementen gelegene Punkte angeschlossen wurde. Falls dabei die Widerstände zwischen den vier Klemmen, welche zum Anschluß der Wechselstromquelle und des Galvanometers dienten und deren Wert in Ohm mit p, q, r und s bezeichnet werden soll, sich verhalten wie

$$p:q = r:s,$$

so wird das System tatsächlich einer Wheatstoneschen Brücke ähnlich sein. Hierbei fließt also der bei A und B angeschlossene Strom nicht durch das bei C und D angeschlossene Galvanometer. Ebensowenig werden thermoelektrische Spannungen von gleicher Größe und Richtung in den vier Zweigen p, q, r und s bei einem Strom in dem eigentlichen Viereck oder in AB Veranlassung geben können. Es kann nur an den Klemmen C und D eine thermoelektrische Spannungsdifferenz auftreten.

Die Abgleichung der vier Widerstände geschieht in der Weise, daß in einem der Zweige ein kontinuierlich veränderlicher Widerstand eingeschaltet ist. Man kann die Einstellung vornehmen mit dem Galvanometer und reguliert so lange, bis der Ausschlag des Galvanometers sich nicht ändert bei dem Kommutieren eines bei A und B angeschlossenen konstanten Stromes. Hätte man bei A und B eine Wechselstromquelle angeschlossen, dann wird reguliert, bis ein bei C und D angeschlossenes Telephon schweigt.

Damit nicht alle Kontaktstellen sich durch den zu messenden Wechselstrom erwärmen, sondern nur die erste, dritte, fünfte usw., während die zweite, vierte, sechste usw. kalt bleiben, sind letztere Kontaktstellen aus dicken Platten desselben Materials hergestellt.



Die Figur gibt die Einrichtung schematisch an. Auf einer Hartgummiplatte sind vier Reihen von Metallplättchen montiert. Die beiden äußeren Reihen werden abwechselnd gebildet von je einem Eisen- (schwarz) und einem Konstantanplättchen (schraffiert). Die mittleren Reihen sind aus Messing (weiß) hergestellt. Zwischen je einem Eisen- und Konstantanplättchen ist ein Thermoelement aus 0,021 Millimeter Draht ausgespannt, wobei die anliegenden Messingplättchen nur zur Befestigung der Drähte dienen. Eisendraht und Eisenplättchen sind aneinander angeschlossen, ebenso wie Konstantandraht und Konstantanplättchen. Die einzelnen Thermoelemente sind durch Messingplättchen zu je einer Reihe verbunden. Im Schema ist ein System von zweimal vier Thermoelementen gezeichnet.

In dem von mir gebrauchten Apparat finden sich in jeder Reihe 10 Thermoelemente. Jede

Reihe hat einen Widerstand von 60,1 Ohm. Der Apparat ist mit einer hochpolierten Metallplatte abgedeckt.

Die Ausschläge des Galvanometers sind dem Quadrate der Stromintensität proportional.

Was die Empfindlichkeit bei meinem Apparat anbelangt, so erregt ein Strom von 1 Milliampere eine thermoelektrische Spannung von 7,5 Mikrovolt. — Wurde ein Hartmann- und Braunsches Peristylgalvanometer benutzt, dann ergab 0,172 Milliampere einen Ausschlag von einem Skalenteile auf 1000 Skalenteilen Distanz. Mit einem empfindlicheren Galvanometer, wie z. B. das Panzergalvanometer von Siemens & Halske, läßt sich ein Strom von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Ampere nachweisen.

(Eingegangen 10. Mai 1906.)

Die Wirkungen der Spannung auf die Magnetisierung und ihre wechselseitigen Beziehungen zur Änderung der elastischen Konstanten durch die Magnetisierung.

Von K. Honda und T. Terada.

Bei unseren früheren Experimenten[1]) haben wir die durch die Magnetisierung hervorgerufene Änderung der elastischen Konstanten mehrerer ferromagnetischer Metalle und Legierungen in bezug auf einige Einzelheiten untersucht. Dabei haben wir ganz besonders die Reihenfolge beachtet, in welcher die Spannung und das magnetisierende Feld angelegt wurden, und haben gefunden, daß die Änderung der Elastizität mehr oder weniger verschieden ist, je nach der Reihenfolge, in welcher die Spannung und das Feld erregt werden. Um für die erhaltenen Resultate die richtige Erklärung zu finden, wird es erforderlich sein, an denselben Materialproben die Änderung der Magnetisierung durch Spannung zu untersuchen, und dabei besonders die Reihenfolge zu berücksichtigen, in welcher die Spannung und das Feld angelegt werden. Seit J. J. Thomson[2]) eine theoretische Darstellung der wechselseitigen Beziehung zwischen Magnetismus und Spannung gegeben hat, sind auf eben diesem Gebiete mehrere Theorien veröffentlicht worden[3]), und auch die hier vorliegende Untersuchung dürfte interessantes Material für die Prüfung der Gültigkeit dieser Theorien liefern. In dieser Hinsicht sind uns bereits Rensing[4]) und Cantone[1]) vorangegangen mit Bezug auf Eisen und Nickel; ausführlichere Untersuchungen dürften indessen wünschenswert erscheinen. Von dieser Erwägung ausgehend haben wir eine Reihe von Experimentaluntersuchungen angestellt, einmal über die Änderung der Magnetisierung durch schrittweise Anbringung von Spannungen bei konstant gehaltenen Feldstärken, und zweitens über die Magnetisierung durch Erregung eines magnetisierenden Feldes bei verschiedenen konstant gehaltenen Spannungen, zu dem Zwecke, daraus indirekt die Änderung der Magnetisierung durch Spannungen abzuleiten.

Die untersuchten Materialien waren Schwedisches Eisen, Wolframstahl, Nickel und Nickelstahlsorten mit einem Gehalt von 28,72 bezw. 50,72 und 70,32 Prozent Nickel. All diese Proben waren dieselben, an denen die Änderung der Elastizitätskonstanten untersucht worden war.

§ 1. Versuchsanordnung.

Die Magnetisierungsintensität wurde nach der ballistischen Methode gemessen. Eine Sekundärspule wurde auf eine Glasröhre gewickelt und konaxial in eine Magnetisierungsspule von 40 cm Länge so eingebracht, daß sie in einem gleichförmigen Felde lag. Um die von dem magnetischen Felde für sich allein herrührende Induktion zu kompensieren, wurde eine gleichartige Sekundärspule mit der oben erwähnten Sekundärspule in Serie geschaltet und in eine zweite Spule eingebracht; diese wiederum war der Magnetisierungsspule gleich und mit ihr in Serie geschaltet; durch Verschieben der Sekundärspule in der Primärspule kann so die Induktion auf einen beliebigen Wert eingestellt werden. Der Induktionsstrom wurde durch ein in den Sekundärkreis eingeschaltetes Galvanometer von geringem Widerstand gemessen. Das Galvanometer war in einer Entfernung von ungefähr 15 Metern von dem magnetisierenden System aufgestellt, um eine direkte Einwirkung des letzteren zu vermeiden. Trotzdem zeigten sich im Galvanometer noch Störungen von geringem Betrage, wenn ein starker Strom durch die Magnetisierungsspule geschickt wurde. Um diese Störungen zu beseitigen, wurde die Spule mit der kompensierenden Sekundärspule so gerichtet, daß die direkte Wirkung des kombinierten Systems auf das Galvanometer Null wurde. Die Ablenkung des Galvanometers wurde mittels Skala und Fernrohr abgelesen. Die Empfindlichkeit der Anordnung war derart, daß ein Ausschlag von einem Skalenteil einer Änderung der Magnetisierungsintensität um 1,42 C.G.S.-Einheiten entsprach.

Die Kompensierung des Erdfeldes wurde

1) Diese Zeitschr. **6**, 622, 1905.

2) J. J. Thomson, Applications of Dynamics to Physics and Chemistry, Chapter IV.

3) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **11**, 602, 1903; F. Koláček, Ann. d. Phys. (4) **13**, 1, 1904; Ann. d. Phys. (4) **14**, 177, 1904; R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **13**, 634, 1904; S. Sano, Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. **2**, 175, 1905.

4) Rensing, Ann. d. Phys. (4) **14**, 363, 1904.

1) Cantone, Rend. d. Ist. Lomb. (2) **37**, 435, 1904, Ibid. 535, 567.

durch eine besondere Spule aus dünnem Kupferdraht bewirkt, die auf ein Glasrohr gewickelt war und innerhalb der Magnetisierungsspule, aber außerhalb der Sekundärspule angeordnet wurde. Sie wurde gespeist durch einen Strom aus zwei Daniell-Elementen mit einem regulierbaren Widerstand im Stromkreis.

Das Prüfstück von etwa 27 cm Länge wurde an beiden Enden an dicke Messingstäbe angelötet. Das Ganze wurde vertikal in der Achsenrichtung der Magnetisierungsspule aufgehängt, wobei der obere Messingstab mit Klammern an das feste Gerüst oberhalb der Spule angeschraubt wurde. An das Ende des unteren Stabes wurde ein Haken befestigt. An diesem hing eine biegsame Schnur, welche zunächst durch ein System von zwei Rollen hindurchgeführt wurde und dann durch ein beliebiges Gewicht belastet wurde, ohne daß dadurch irgendwie störende Pendelbewegungen des Prüfstückes entstanden. Nahe dem unteren Ende des Stabes war ein fester Stift senkrecht in diesen eingeschraubt. Die Enden dieses Stiftes paßten in zwei *V*-förmige Nuten, welche der Länge nach und einander diametral gegenüberliegend auf der Innenseite in einen Messingzylinder eingeschnitten waren, welch letzterer um eine feste vertikale Achse um einen beliebigen Winkel gedreht werden konnte.

Die Experimente wurden gewöhnlich in der folgenden Reihenfolge ausgeführt: Zuerst wurde die direkte Wirkung der Magnetisierungsspule untersucht und dann die Kompensation der Sekundärspule eingestellt. Darauf wurde die Kompensation für das Erdfeld bewerkstelligt. Zu diesem Zwecke wurde die Materialprobe in die Magnetisierungsspule eingeführt und durch Richtungswechsel sorgfältig entmagnetisiert. Wenn sehr schwache Ströme von gleicher Stärke und entgegengesetzter Richtung genau gleiche und entgegengesetzt gerichtete Ablenkungen hervorbrachten, wurde die Kompensation als richtig angenommen. Diese Methode wurde sehr empfindlich befunden. Darauf wurde die Wirkung der Spannung untersucht, und nach dieser die Wirkung der Torsion.

Mit jeder der oben aufgeführten Materialproben wurden die folgenden Versuche ausgeführt:

a) die Änderung der Magnetisierung durch Spannung oder Verdrehung bei verschiedenen konstanten Feldstärken;

b) die Magnetisierung bei konstanten Spannungen oder Verdrehungen;

c) der kombinierte Effekt der Spannung und Verdrehung auf die Magnetisierung wurden untersucht.

Zur Messung der Änderung der Magnetisierung durch Spannung wurde zunächst der Draht durch wiederholte Umkehrung der Stromrichtung vollständig entmagnetisiert. Dann wurde er mit Hilfe eines geeigneten Feldes magnetisiert, und darauf wurde nach und nach eine Reihe wachsender Belastungen angebracht und für jeden Spannungszuwachs der entsprechende Galvanometerausschlag verzeichnet. Hierauf wurden die Belastungen entfernt und Schritt für Schritt von neuem wieder angebracht, dabei aber das Feld konstant gehalten. Nachdem dieser Kreislauf zwischen Belastung und Entlastung mehrmals durchlaufen war, wurden die denselben Belastungszuwachsen entsprechenden Galvanometeransschläge vereinigt. In einigen Fällen wurde auch gleich von vornherein die Maximalspannung angebracht; das Ergebnis war nahezu dasselbe wie das bei schrittweisem Vorgehen erhaltene.

Alsdann wurde zuerst eine Spannung angebracht, dann vollständig entmagnetisiert und nun eine Reihe wachsender Feldstärken eingeschaltet und dabei jedesmal der entsprechende Ausschlag des ballistischen Galvanometers notiert.

Das Verfahren zur Messung des Torsionseffektes verlief durchaus parallel dem oben geschilderten.

Zur Eichung des ballistischen Galvanometers wurde eine besondere Spule konstruiert, und zwar derart, daß ihre Querschnittsfläche mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden konnte. Diese Spule wurde immer mit dem Sekundärkreis in Reihe geschaltet. Für gewöhnlich wurde sie während der Versuche von der Beeinflussung durch andere Spulen ferngehalten. Wenn es sich um die Eichung handelte, wurde die Magnetisierungsspule kurzgeschlossen, die Sekundärspule durch die Eichungsspule ersetzt und die Galvanometerkonstante in üblicher Weise bestimmt.

§ 2. Versuchsergebnisse.

Wir lassen nun eine kurze Übersicht über die Ergebnisse unserer Untersuchungen folgen.

Schwedisches Eisen und Wolframstahl.

Die Magnetisierungsänderung infolge von Spannung oder Verdrehung ist beträchtlich verschieden je nach der Reihenfolge, in welcher die Spannung und das magnetisierende Feld erregt werden. Diese Verschiedenheiten treten besonders bei geringen Feldstärken hervor, wo der Hysteresiseffekt merklich ist. Für schwedisches Eisen ist beispielsweise die Magnetisierungsänderung durch Verdrehung, wie sie sich ergibt aus der anfänglichen Wirkung der Verdrehung bei konstant gehaltenem Felde, für geringe Feldstärken positiv; dagegen ist diese Änderung, wie sie sich ergibt aus dem Resultat für die Magnetisierung bei konstanter Verdrehung, für dieselben Feldstärken negativ. All-

Digitized by Google

gemein gesprochen ist indessen diese Verschiedenheit eine quantitative und nimmt für höhere Feldstärken ab.

Nickel.

Bei diesem Material ist der Unterschied bei den verschiedenen Reihenfolgen, in denen die Spannung und das magnetisierende Feld erzeugt werden, nicht so beträchtlich wie bei Eisen und Stahl, aber immerhin nicht klein genug, um uns zu der Annahme zu berechtigen, man könne die Reihenfolge, in welcher die Spannung und das Feld geändert werden, außer Betracht lassen bei irgendeiner theoretischen Überlegung, welche auf quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment Anspruch erhebt.

Es mag erwähnt werden, daß die Änderung der Magnetisierung durch Spannung bei konstant gehaltener Feldstärke ihrem Betrage nach verschieden ist, je nachdem, ob wir die Spannung Schritt für Schritt bei konstantem Felde anbringen, oder ob wir jede einzelne der aufeinanderfolgenden Spannungen anbringen, nachdem wir bei der vorhergegangenen Belastung das Material erst vollständig entmagnetisiert und dann das Feld wieder angelegt haben. Bei dem ersteren Verfahren ist die Änderung erheblich größer als bei dem letzteren.

Nickelstahlsorten.

Diese Legierungen sind durch die großen Werte für die Suszeptibilität bei niedrigen Feldstärken charakterisiert, wie dies aus den folgenden Beispielen ersichtlich werden wird:

Bei geringen Feldstärken erhöht die Spannung die Magnetisierung beträchtlich, bei hohen Feldstärken hingegen nur wenig. Verdrehung setzt im allgemeinen die Magnetisierung herab, ausgenommen bei niedrigen Feldstärken. Der Betrag der Änderung ist im allgemeinen um so größer, je größer der Prozentgehalt an Nickel ist. Der Unterschied zwischen dem Effekt einer anfänglich angebrachten Spannung und dem einer nach Durchlaufen eines Spannungskreises zum Schluß angebrachten ist nur bei niederen Feldstärken merklich. Im allgemeinen ist der letztere Effekt bei schwachen Feldern beträchtlich kleiner als der erstere.

Tabelle I.

H*)	28,72 Proz. Ni		50,72 Proz. Ni		70,32 Proz. Ni	
	$T = 134$ gr	$T = 6952$ gr	$T = 160$ gr	$T = 8344$ gr	$T = 156$ gr	$T = 4930$ gr
	k	k	k	k	k	k
0,20	75	90	55	10	10	33
0,30	110	390	110	25	17	95
0,40	125	530	153	75	28	200
0,60	145	415	243	380	64	470
0,80	150	367	337	710	120	1015
1,00	140	297	410	800	230	860
1,30	124	230	467	685	296	677
1,60	113	190	442	593	288	570
2,00	99	157	397	503	270	470
3,00	73	107	299	370	220	322
5,00	50	64	202	232	160	196
7,00	36	46	150	170	123	140

*) H bedeutet hier die effektive Feldstärke.

Soweit ist die Verschiedenheit, welche von der verschiedenen Reihenfolge herrührt, in der die Spannung und das Feld angelegt werden, im allgemeinen nicht unbeträchtlich. Für den Fall der Torsionswirkung an 50,72 prozentigem Nickelstahl ist die Verschiedenheit beinahe qualitativ. Andererseits zeigt sich ein Beispiel guter Übereinstimmung bei der Torsionswirkung an 70,32 prozentigem Nickelstahl. Im allgemeinen zeigt die Wirkung der Spannung eine bessere Übereinstimmung als die Wirkung der Torsion; und weiter ist die Diskrepanz merklich in einem schwachen Magnetfelde, wie zu erwarten ist im Hinblick auf den in diesem Gebiete vorherrschenden Hysteresiseffekt.

Bei unseren früheren Versuchen hatten wir gefunden, daß die Änderung der Elastizitätskonstanten infolge der Magnetisierung beträchtlich beeinflußt wird durch die Reihenfolge, in welcher man das Material magnetisiert und streckt. Diese Erscheinung hat nun ihre richtige Erklärung gefunden: sie rührt her von der Wirkung der Hysteresis, wie aus unseren jetzigen Versuchen hervorgeht.

§ 3. Wechselseitige Beziehung.

Von den verschiedenen wechselseitigen Beziehungen, welche J. J. Thomson gefunden hat, werden die beiden mit unseren gegenwärtigen Untersuchungen im Zusammenhang stehenden im folgenden erwähnt werden.

Wir wollen annehmen, ein zylindrischer Stab aus weichem Eisen, dessen Achse mit der x-Achse zusammenfalle, werde längs seiner Achse magnetisiert. Es seien e, f, g die Dilatationen des Stabes parallel zu der x-, bezw. y- und der z-Achse. Unter diesen Voraussetzungen erhielt J. J. Thomson die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} n\frac{\partial e}{\partial \mathfrak{J}^2} = \frac{1}{2}\left\{1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial \mathfrak{J}}\right)_{e,f,g}\right\}\left\{\frac{m}{3m-n}\frac{1}{k\mathfrak{J}}\right. \\ \left.\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_{H,f,g} - \frac{m-n}{3m-n}\frac{1}{k\mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_{k,e,g}\right\}, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wo $\mathfrak{J}$, H, k ihre übliche Bedeutung haben, n den Festigkeitskoeffizienten bedeutet, und m mit dem Kompressibilitätsmodul x durch die Beziehung $x = m - n/3$ verbunden ist. In seiner Originalarbeit fehlt der Faktor $1/2$ in dem Gliede auf der rechten Seite der entsprechenden Gleichung; der Irrtum läßt sich bis auf seine Gleichung (41) zurück verfolgen.

Da $d\mathfrak{J} = k\,dH + H\,dk$ ist, so haben wir, unter der Annahme, daß die Spannung konstant erhalten werde,

$$1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial \mathfrak{J}}\right)_{e,f,g} = \frac{k}{\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_{e,f,g}}.$$

Somit läßt sich die Gleichung (1) in der folgenden Form schreiben:

$$\frac{\partial e}{\partial \mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_{e,f,g} = \frac{m}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_{H,f,g} - \frac{m-n}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_{H,e,g}. \qquad (2)$$

Bezeichnen wir weiter mit T die auf die Flächeneinheit entfallende Spannung, so haben wir:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}\right)_H &= \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_{H,f,g}\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_H + \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_{H,e,g}\left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_H + \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial g}\right)_{H,e,f}\left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_H = \\ &= \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_{H,f,g}\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_H + 2\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_{H,e,g}\left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_H\end{aligned} \qquad (3)$$

da wir $f = g$ setzen können.

Wenn H gleich Null ist, so haben wir

$$\frac{\partial e}{\partial T} = \frac{m}{n(3m-n)}$$

und

$$\frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{m-n}{2n(3m-n)};$$

unter Vernachlässigung der Änderung der elastischen Konstanten infolge der Magnetisierung erhalten wir dann aus der Gleichung (3)

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}\right)_H = \frac{m}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_{H,f,g} - \frac{m-n}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_{H,e,g}. \qquad (4)$$

Aus den Gleichungen (2) und (4) erhalten wir somit:

$$\frac{\partial e}{\partial \mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_{e,f,g} = \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}\right)_H.$$

Nun ist aber

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_{e,f,g} + \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_H\left(\frac{\partial e}{\partial H}\right)_T + \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_H\left(\frac{\partial f}{\partial H}\right)_T + \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial g}\right)_H\left(\frac{\partial g}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_{e,f,g};$$

und hieraus erhalten wir schließlich:

$$\left(\frac{\partial e}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}\right)_H \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (5)$$

Was nun die Verdrehung anlangt, so hat J. J. Thomson eine Beziehung gewonnen, welche, genau genommen, für eine dünne Röhre gilt, nämlich:

$$n\frac{\partial c}{\partial \mathfrak{J}^2} = \frac{1}{2k\mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial c}\right)_H\left\{1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial \mathfrak{J}}\right)_c\right\}. \qquad (6)$$

Auch hier fehlt wieder in seiner Originalarbeit der Faktor $1/2$; c ist nicht die Verdrehung τ in der Längeneinheit, sondern ist mit τ durch die Beziehung $c = r\tau$ verbunden, wo r der Radius der dünnen Röhre ist. Gerade wie im vorigen Falle haben wir hier:

$$1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial L}\right)_c = \frac{k}{\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_c}$$

und

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_c = \left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_L,$$

wo L das tordierende Kräftepaar ist. Die Gleichung (6) geht dann über in

$$\frac{\partial c}{\partial \mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right)_L = \left(\frac{\partial c}{\partial H}\right)_L = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial c}\right)_H,$$

oder

$$r^2\left(\frac{\partial \tau}{\partial H}\right)_L = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial \tau}\right)_H.$$

Integriert man diese letzte Gleichung über den Querschnitt des Drahtes vom Radius R, so ergibt sie

$$\frac{\pi}{2}R^4\left(\frac{\partial \tau}{\partial H}\right)_L = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial}{\partial \tau}\int 2\pi r \mathfrak{J}\,dr\right)_H = \frac{\pi R^2}{n}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}_m}{\partial \tau}\right)_H,$$

wo $\mathfrak{J}_m$ die mittlere Intensität der Magnetisierung bedeutet. Hieraus erhält man endlich:

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial H}\right)_L = \frac{2}{nR^2}\,\frac{\partial \mathfrak{J}_m}{\partial \tau}. \quad . \quad . \quad . \qquad (7)$$

Auf Grund einer thermodynamischen Überlegung erhielt A. Heydweiller unter Vernachlässigung kleiner Größen die zwei Beziehungen

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T} + \frac{\mathfrak{J}(1-2\sigma)}{E} \quad . \quad . \quad . \qquad (8)$$

und

$$\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} = -\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2} - \frac{1-2\sigma}{E}\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}, \quad . \quad . \qquad (9)$$

wo E der Elastizitätsmodul und σ das Poissonsche Verhältnis ist. In seiner Originalabhandlung wurde σ gleich $1/3$ gesetzt. Die Gleichung (9) wurde aus der Gleichung (8) durch Differentiation gewonnen, wobei σ und E als konstant angenommen wurden. Nun ändern sich aber in einem magnetischen Felde σ und E beträchtlich mit der Spannung, wie dies unsere Experimentaluntersuchung über die Änderung der elastischen Konstanten durch die Magnetisierung gezeigt hat. Wir müssen daher, wenn wir das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung (9) festhalten, von demselben ein Glied $\mathfrak{J}\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{1-2\sigma}{E}\right)$ subtrahieren. Nun sind aber diese Glieder klein im Vergleich mit dem ersten Gliede; sie können daher vernachlässigt werden, ohne daß dadurch ein erheblicher Fehler her-

vorgerufen würde. Das zweite Glied *m* der Gleichung (8) ist ebenfalls sehr klein.

Bei einer anderen Gelegenheit[1]) hat Heydweiller Beziehungen angegeben, welche mit den beiden letzten sehr nahezu übereinstimmen, wenn das zweite Glied unterdrückt wird. Dabei erwähnt er, daß dieselben genau sind. Heydweillers Gleichung (8) unterscheidet sich von der von Thomson angegebenen durch ein Glied von sekundärer Bedeutung.

Rensing hat die Gleichung (9) experimentell für Eisen und Nickel geprüft und eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment nachgewiesen.

R. Gans hat die Gleichungen von Heydweiller kritisiert und seine eigene in Vorschlag gebracht, nämlich

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial B}{\partial T} + \frac{\mu-\mu_0}{4\pi E}\left(\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial B}{\partial H} - 2\sigma\right);$$

wenn das den Magneten umgebende Medium Luft ist, so kann man $\mu_0 = 1$ setzen und erhält dann:

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T} + \frac{\mathfrak{J}(1-2\sigma)}{E} + \frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathfrak{J}^2}{\partial H}. \qquad (10)$$

Die Gleichung von Gans unterscheidet sich also von der Heydweillerschen durch ein Glied $\frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathfrak{J}^2}{\partial H}$, welches im allgemeinen nicht klein ist, sondern in einem schwachen Felde zuweilen gegenüber dem ersten Gliede überwiegt. Durch Differentiation der obigen Gleichung nach T erhielt Gans einen Ausdruck für die Änderung der Elastizität, welcher sich von dem Heydweillerschen durch ein Glied $\frac{2\pi}{E}\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T \partial H}$ unterscheidet. Auch hier wurde wieder die Annahme gemacht, daß σ und E von der Spannung unabhängig seien, eine Annahme, die in einem magnetisierten Drahte nicht zulässig ist.

Auf Grund einer ähnlichen Überlegung, wie sie Herr Heydweiller angestellt hat, erhielt A. Koláček die Gleichung (8); er erhielt gleichfalls eine Beziehung zwischen dem Magnetismus und der Verdrehung, nämlich:

$$\frac{\partial \tau}{\partial H} = s\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial L}, \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

wo s der Querschnitt des Drahtes ist. Da nun

$$L = \frac{\pi}{2} R^4 \tau n$$

ist, so wird die obige Gleichung:

$$\frac{\partial \tau}{\partial H} = \frac{2}{n R^2} \cdot \frac{\partial \mathfrak{J}_m}{\partial \tau} \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

eine Gleichung, welche genau mit der Gleichung (9) zusammenfällt.

Cantone erhielt zwei Beziehungen dadurch, daß er die Änderung der magnetischen Energie infolge einer Spannung oder einer Verdrehung der durch Magnetisierung hervorgerufenen Änderung der elastischen Energie gleichsetzte, nämlich:

$$e_m = \frac{\partial}{\partial T}\int_0^{\mathfrak{J}} H\, d\mathfrak{J}$$

und

$$\tau_m = s\frac{\partial}{\partial L}\int_0^{\mathfrak{J}} H\, d\mathfrak{J},$$

wenn e_m und τ_m die magnetische Spannung bedeuten. Durch Differentiation obiger Gleichungen nach H erhalten wir:

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial}{\partial T}\left(H\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right) \quad \ldots \ldots \quad (13)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial H} = s\frac{\partial}{\partial L}\left(H\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial H}\right) \quad \ldots \ldots \quad (14)$$

Cantone hat die zweite Beziehung an Eisen und Nickel experimentell geprüft und eine befriedigende Übereinstimmung gefunden. Für die erste Beziehung stellte er ebenfalls einen Vergleich zwischen der Theorie und den experimentellen Ergebnissen an, indessen waren die Daten, welche er hierbei benutzte, den Experimentaluntersuchungen verschiedener Physiker entnommen, beziehen sich also nicht auf dieselben Materialproben. Wenngleich daher die Resultate eine gute Übereinstimmung zeigten, so ist es doch nicht sicher, ob dies nicht etwa ein bloßer Zufall ist.

Nach einer direkten Methode hat Herr S. Sano die Beziehung

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T} + \frac{\mathfrak{J}(1-2\sigma)}{E} + \frac{2\pi}{E}\frac{\partial (k_0{}^2 H^2)}{\partial H} \quad (15)$$

erhalten, in welcher k_0 das von den Komponenten der Spannung unabhängige Glied der Suszeptibilität ist. Da nun $\mathfrak{J} = k_0 H$ ist, so fällt die Gleichung von Sano praktisch mit der von Gans zusammen.

Für die Änderung der Elastizität erhielt Sano

$$\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} = -\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2}, \quad \ldots \quad (16)$$

eine Gleichung, die fast dieselbe ist, wie die von Heydweiller, sich dagegen von der von Gans angegebenen Gleichung durch ein Glied unterscheidet, welches in schwachen Feldern nicht klein genug ist, um vernachlässigt werden zu können. Obige Gleichung wurde unabhängig von der Beziehung für $\frac{\partial e}{\partial H}$ erhalten.

Was nun die Verdrehung anlangt, so erhielt Herr Sano eine Gleichung, welche sich in die Gleichung (12) überführen läßt.

1) Rensing, a. a. O. 377.

Soweit stimmen die Gleichungen für $\frac{\partial e}{\partial H}$, wie sie von Heydweiller, Gans, Koláček und Sano angegeben worden sind, in dem ersten wichtigen Gliede $\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}$ alle miteinander überein. Die von J. J. Thomson gegebene Gleichung (1) weicht in Wirklichkeit nicht von denen der übrigen Forscher ab; auch die von Cantone aufgestellte Gleichung (13) stimmt mit den anderen in bezug auf das erste Glied überein, wenn k von H unabhängig ist. Das zweite Glied $\mathfrak{J}(1-2\sigma)/E$ in den Gleichungen (8) und (10) kann in erster Annäherung vernachlässigt werden; das dritte Glied in der Gleichung (10) hingegen, welches in einem schwachen Felde von Bedeutung wird, muß füglich hinzugefügt werden.

Die Beziehungen, welche Heydweiller, Gans und Sano für $\frac{\partial E}{\partial H}$ aufgestellt haben, stimmen gleichfalls im ersten Gliede $-\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2}$ miteinander überein. Die Gleichung von Gans unterscheidet sich prinzipiell von den anderen durch ein Glied, welches in schwachen Feldern nicht allgemein klein ist.

Bezüglich der Gleichung für $\frac{\partial \tau}{\partial H}$ stimmen die Resultate von Koláček und von Sano untereinander überein. Auch die Gleichung (6) von Thomson unterscheidet sich nicht von den beiden anderen; wenn k von H unabhängig ist, fällt auch die Formel von Cantone mit denen von Koláček und von Sano zusammen.

Die experimentell zu prüfenden hauptsächlichen Beziehungen sind somit die folgenden:

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T} + \frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathfrak{J}^2}{\partial H},$$

$$\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} = -\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2},$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial H} = \frac{2}{nK^2}\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial \tau} = s\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial L}.$$

Unsere jetzigen Experimente im Verein mit unseren früheren Untersuchungen über die Änderung der elastischen Eigenschaften durch die Magnetisierung liefern uns gutes Material für die Prüfung dieser Beziehungen. $\frac{\partial e}{\partial H}$, $\frac{\partial E}{\partial H}$ und $\frac{\partial \tau}{\partial H}$ wurden aus unseren früheren Experimentaluntersuchungen abgeleitet, während die entsprechenden Größen $\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T}$, $\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2}$ und $\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial L}$ aus unseren jetzigen Versuchsergebnissen bestimmt wurden.

Einige Beispiele zur Vergleichung zwischen den Theorien und dem Experiment mögen den folgenden Tabellen entnommen werden:

Tabelle II.
Schwedisches Eisen.

H	$T = 1627$ gr/mm²		
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T} \times 10^7$	$\frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathfrak{J}^2}{\partial H} \times 10^7$
5,9	1,8	7,2	3,3
11,9	1,4	1,3	1,4
24,2	0,08	0,06	0,47
36,6	—0,07	—0,17	0,27
97,1	—0,18	—0,24	0,12
207	—0,20	—0,22	0,07
367	—0,14	—0,17	0,04

Tabelle III.
Schwedisches Eisen.

H	$T = 1627$ gr/mm²	
	$-\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial H} \times 10^{17}$	$\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2} \times 10^{17}$
24,2	—0,39	—7,1

Tabelle IV.
Schwedisches Eisen.

H	$T = 3271$ gr/mm²	$T = 3238$ gr/mm²
	$\frac{1}{\tau}\frac{\partial \tau}{\partial H} \times 10^3$	$\frac{s}{\tau}\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial L} \times 10^3$
4	—1,07	6,4
6	—1,25	—0,80
8	—1,07	—0,48
13,5	—0,36	—0,16

Tabelle V.
Nickel.

H	$T = 2283$ gr/mm²	
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial T} \times 10^7$
10,8	—4,0	—3,8
31,1	—5,4	—4,2
62,5	—3,1	—2,6
135	—0,74	—0,78
206	—0,28	—0,38
365	—0,11	—0,03

Tabelle VI.
Nickel.

H	$T = 4498$ gr/mm²	
	$-\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} \times 10^{15}$	$\frac{\partial^2 \mathfrak{J}}{\partial T^2} \times 10^{15}$
10,8	0,23	0,00
31,1	0,37	0,39
62,5	0,76	—0,41
135	—0,33	—0,22
200	—0,12	—0,31
365	—0,04	—0,01

Tabelle VII.

Nickel.

H	$\tau = 12',6$	
	$T = 1022$ gr/mm²	$T = 1197$ gr/mm²
	$\frac{1}{\tau}\frac{\partial\tau}{\partial H} \times 10^3$	$\frac{s}{\tau}\frac{\partial J}{\partial L} \times 10^3$
4	−3,2	+0,87
11	+2,3	+2,0
23	+0,84	+0,52
50	−0,37	−0,57
100	−0,60	−0,78
169	−0,40	−0,70
358	−0,17	−0,52

Tabelle VIII.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$T = 890$ gr mm²		
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial J}{\partial T} \times 10^7$	$\frac{2\pi}{E}\frac{\partial J^2}{\partial H} \times 10^7$
1,9	11,9	20	11,2
5,5	6,3	8,2	2,2
10,7	3,7	5,7	1,0
23,8	1,7	2,2	0,1
51,4	0,34	0,61	0,07
151	0,04	0,03	0,01
360	0,03	0,00	0,01

Tabelle IX.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$T = 2538$ gr/mm²	
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial J}{\partial T} \times 10^7$
1,9	5,3	4,8
5,5	2,4	2,7
10,7	1,3	1,5
23,8	0,48	0,56
51,4	0,13	0,15
151	0,02	0,02
360	0,01	0,00

Tabelle X.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$T = 890$ gr/mm²	
	$\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial H} \times 10^3$	$E\frac{\partial^2 J}{\partial T^2} \times 10^3$
5,5	−2,34	−11,4
10,7	−2,80	−5,2
23,8	−0,88	−2,1
51,4	−0,12	−0,62
151	−0,03	−0,05
360	−0,01	−0,00

Tabelle XI.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$\tau = 18',6;\ T = 1136$	
	$\frac{1}{\tau}\frac{\partial\tau}{\partial H} \times 10^3$	$\frac{s}{\tau}\frac{\partial J}{\partial L} \times 10^3$
5,5	−2,40	−2,53
12,6	−1,88	−2,32
24,5	−1,24	−1,59
47,6	−0,64	−0,72
109	−0,20	−0,45
212	−0,06	−0,36
377	−0,05	−0,00

In den vorstehenden Tabellen sind die vergleichenden Zahlen für den Spannungseffekt den Ergebnissen solcher Experimente entnommen, bei denen zuerst das magnetisierende Feld und darauf die Spannung angelegt worden war, wogegen bei den Zahlen für den Torsionseffekt das Umgekehrte gilt.

Wie man aus den vorstehenden Tabellen ersieht, ist die Übereinstimmung zwischen den Theorien und den Experimenten im allgemeinen eine recht gute. Für die Spannung wird die Übereinstimmung im allgemeinen besser, wenn man das Glied $\frac{2\pi}{E}\frac{\partial^2 J}{\partial H}$ unterdrückt. Wir haben aus den zur Verfügung stehenden Ergebnissen unserer Experimentaluntersuchungen zahlreiche Reihen von Werten berechnet, um an diesen die wechselseitigen Beziehungen zu prüfen, und haben im allgemeinen eine gute Übereinstimmung gefunden, wie dies aus den Beispielen in obigen Tabellen hervorgeht, obschon auch einige Fälle vorkommen, bei welchen die Abweichung eine beträchtliche ist. Berücksichtigt man indessen die Schwierigkeiten, denen man bei der Messung der geringen durch die Magnetisierung hervorgerufenen Spannungen begegnet, sowie die beträchtliche Abhängigkeit der Magnetisierung von der Reihenfolge, in welcher man magnetisiert und spannt, so muß die Übereinstimmung als recht gut betrachtet werden. Das von Gans und von Sano eingeführte Glied macht im allgemeinen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment eher schlechter. Der Ursprung dieses Gliedes ist jedoch auf die Grundannahme zurückzuführen, daß am Ende des Drahtes die Induktionslinien normal zu seinem Endquerschnitt austreten, eine Annahme, welche weit davon entfernt ist, bei unseren tatsächlichen Versuchen erfüllt zu sein. Die Bedeutung dieses hinzugefügten Gliedes muß daher wesentlich geringer veranschlagt werden, wenn man die Gleichung auf den gewöhnlich experimentell untersuchten Fall anwendet.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Ikle.)

(Eingegangen 1. Mai 1906.)

Vorlesungsversuche zur Bestimmung des Verhältnisses der Lichtgeschwindigkeit in Luft und in anderen brechenden Substanzen.

Von E. Grimsehl.

Der Nachweis, daß das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in verschieden brechenden Substanzen verschieden ist, und daß dieses Verhältnis dem reziproken Wert des Brechungsexponenten gleich ist, läßt sich durch folgenden einfachen Versuch führen.

Wesentlich ist bei dem Versuch, daß das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten ganz unabhängig von der Brechung des Lichtes bestimmt wird, sodaß also dieses Verhältnis ohne Voraussetzung des Huyghensschen Prinzips bestimmt wird.

Erzeugt man durch ein Beugungsgitter, dessen Gitterkonstante d ist, auf einem in dem Abstande a aufgestellten Schirme Beugungsstreifen, die den Abstand δ voneinander haben, so besteht zwischen den drei Größen d, a und δ und der Wellenlänge λ des benutzten Lichtes die Gleichung

$$\lambda = \frac{d \cdot \delta}{a},$$

wenn die Beugungsstreifen nahe beieinander liegen. Ferner besteht zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c, der Wellenlänge λ und der Schwingungszahl n des Lichtes die Gleichung

$$c = n \cdot \lambda.$$

Aus der letzten Gleichung folgt, daß das Licht derselben Farbe, also Licht einer ganz bestimmten Schwingungszahl, seine Wellenlänge proportional mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ändert, wenn es von einem optischen Medium in ein anderes tritt. Es besteht bei zwei verschiedenen Medien die Proportion

$$\lambda_1 : \lambda_2 = c_1 : c_2.$$

Erzeugt man mit demselben Gitter unter Benutzung desselben Lichtes auf demselben Schirm in unverändertem Abstande Beugungsstreifen, indem man einmal zwischen Gitter und Schirm Luft, das anderemal Wasser, Glas oder irgendein anderes durchsichtiges Medium bringt, so ist der Abstand δ der Beugungsstreifen mit der Lichtwellenlänge proportional. Es besteht die Proportion

$$\delta_1 : \delta_2 = \lambda_1 : \lambda_2.$$

Aus den beiden Proportionen folgt

$$c_1 : c_2 = \delta_1 : \delta_2.$$

Die Lichtgeschwindigkeiten sind also den Abständen der Beugungsstreifen proportional. Zur Demonstration dieser Tatsache, also auch zur Messung des Verhältnisses der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten benutze ich folgende Versuchsanordnung (Fig. 1):

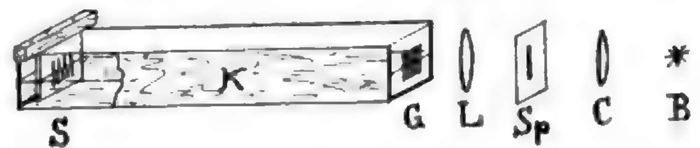


Fig. 1.

Ein parallelepipedischer, oben offener Blechkasten K von 1 m Länge und 15 cm Höhe, der an seinen kürzeren Seitenflächen von ebenen Spiegelglasplatten begrenzt ist, wird auf zwei Holzklötzen so aufgestellt, daß die Mitte des Kastens in gleicher Höhe mit der Kondensorlinse C einer elektrischen Bogenlampe B steht. Unmittelbar vor der einen (in der Figur rechte) begrenzenden Spiegelglasplatte des Kastens wird das Beugungsgitter G aufgestellt (dessen Gitterkonstante d annähernd 0,05 mm beträgt). Zwischen Bogenlampe und Gitter kommt der Beleuchtungsspalt Sp und die Objektivlinse L. Letztere wird so aufgestellt, daß sie (ohne Gitter) ein scharfes Bild des Beleuchtungsspaltes auf einem durchscheinenden Schirme S erzeugt, der unmittelbar vor der entfernten (in der Figur linken) begrenzenden Spiegelglasplatte des Kastens steht. Besser noch ist es, wenn eine matte Glasplatte, die in eine Leiste eingeklemmt ist und mit dieser Leiste, auf den Rändern des Kastens ruhend, im Kasten hängt, bis an die linke Spiegelglasplatte dicht herangeschoben wird. Man kann dann den Abstand des matten Schirmes vom Gitter beliebig regeln und hat im oberen Teile des Schirmes zwischen Gitter und Schirm Luft, im unteren Wasser, wenn der Kasten bis zu halber Höhe mit Wasser gefüllt ist. Hat man ein scharfes Bild des Spaltes auf dem Schirm bei leerem Kasten erzeugt und füllt man dann den Kasten bis zur Hälfte mit Wasser, so wird das Spaltbild aus später zu besprechenden Gründen unscharf. Man verschiebt die Objektivlinse nun so, bis die Schärfe des Spaltbildes oben und unten möglichst gleich ist, d. h. bis das Spaltbild oben und unten gleich breit erscheint. Stellt man nun vor der Eintrittseite des Lichtes das Gitter G in dem Strahlengange auf, so entstehen auf dem durchscheinenden Schirme oder auf der matten Glasplatte zwei Systeme von Beugungsstreifen, von denen das obere von denjenigen Lichtwellen herrührt, die durch Luft gegangen sind, während das untere von dem Lichte herrührt, das durch Wasser gegangen ist. Während nun die mittleren Streifen beider Systeme genau übereinander liegen, sind die übrigen gegeneinander verschoben und zwar kommen auf drei Beugungsstreifen in Luft vier Beugungsstreifen in Wasser. Es fällt, von der Mitte aus gerechnet, der dritte Beugungsstreifen in Luft mit dem vierten Beugungsstreifen in Wasser zusammen.

Bei Benutzung von weißem Lichte sind die Verhältnisse schon gut zu beobachten, doch stören naturgemäß die hier auftretenden Farben, sodaß ein Abzählen der Streifen erschwert ist. Schaltet man aber irgendwo in den Strahlengang eine rote Glasplatte ein, die alles Licht bis auf einen schmalen Teil des Spektrums absorbiert, so kann man bei Benutzung der beschriebenen Größenverhältnisse zu beiden Seiten des mittleren Streifens 6—8 Beugungsstreifen deutlich erkennen. In der Figur sind der Deutlichkeit halber unten nur fünf, oben vier gezeichnet. Führt man mit derselben Anordnung unter Benutzung von absolut monochromatischem Lichte oder unter Benutzung z. B. einer Quecksilberbogenlampe, die nur einzelne helle Linien im Spektrum zeigt, genau messende Versuche aus, die dann natürlich nicht zur objektiven Darstellung geeignet sind, sondern die man subjektiv vornehmen muß, so ergibt sich das den einzelnen Teilen des Spektrums zukommende verschiedene Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für die verschiedenen Teile des Spektrums in auffallender Weise.

Bei Benutzung der zuerst beschriebenen Versuchsanordnung ist die objektive Vorführung für einen größeren Zuschauerkreis als Vorlesungsversuch am besten geeignet. Ganz besonders auch ist die Verwendung einer roten Glasplatte zu empfehlen, weil von den im Handel vorkommenden gefärbten Glasplatten nur diese einen genügend schmalen Teil des Spektrums mit genügend großer Helligkeit hindurchläßt.

Bei Verwendung engerer Gitter treten die Beugungsstreifen weiter auseinander. Man braucht dann keinen Kasten von so großer Länge, aber die Streifen nehmen dann bekanntlich nach der Seite hin rasch an Helligkeit ab.

Um den Versuch auch mit Glas anzustellen, ist man auf geringere Längen beschränkt. Man benutzt dann ein Rowlandsches Gitter, muß aber nun den Abstand des ersten seitlichen Streifens vom mittleren an einem Maßstabe messen. Das setzt die Anwendung eines mit einer Teilung versehenen durchscheinenden Schirmes voraus. Die Versuchsanordnung ist unter Fortlassung von Lichtquelle, Beleuchtungsspalt und Objektivlinse in Figur 2 dargestellt. Es wird ein Glaswürfel *G* von 5 cm Kantenlänge aufgestellt; auf einem kleinen Holzklotz steht ein Rowlandsches Gitter *R* unmittelbar an der einen Seitenfläche in solcher Höhe, daß das Gitter zur Hälfte über den Glaswürfel hinausragt. An der gegenüberliegenden Seitenfläche des Würfels ist ein mit einer Millimeterteilung versehener durchscheinender Schirm *S* federnd angedrückt. Jetzt sieht man bei Darstellung des Beugungsbildes die mittleren hellen

Fig. 2.

Streifen in Luft und Glas unmittelbar übereinander; daneben aber erscheinen die ersten Spektren in Luft und Glas in ungleichem Abstande. Bei Zwischenschaltung einer roten Glasplatte entstehen rote Streifen, deren Abstände vom mittleren Streifen sich in Luft und Glas wie 3 : 2 verhalten.

Ich ziehe als Demonstrationsversuch den ersten Versuch mit dem Wasserkasten und dem weiteren Gitter deshalb vor, weil eine größere Zahl von Beugungsstreifen gleichzeitig objektiv beobachtet werden kann, und weil man außerdem die in dem Wasserkasten hängende matte Glasscheibe innerhalb des Wasserkastens beliebig verschieben, also den Abstand zwischen Gitter und Schirm beliebig verändern kann, ohne daß dadurch das Verhältnis der Streifenabstände, also auch der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten geändert wird. Man braucht, wenn, wie hier, mehrere Streifen auftreten, die Streifenabstände nicht zu messen, sondern kann die Anzahl einfach abzählen.

Mit demselben Wasserkasten kann man nun leicht zeigen, daß das Brechungsverhältnis in Luft und Wasser auch 4 : 3 ist, wenn man folgende Versuchsanordnung trifft. An die Stelle des Gitters kommt unmittelbar vor die rechte Spiegelglasplatte des Wasserkastens eine Blende mit einem etwa 1 mm breiten Spalt *Sp*. Etwa 40 cm vor dem Spalt wird eine Blende *Bl* aufgestellt, die mit einer größeren Anzahl, z. B. neun, parallelen Spalten von je 0,3 mm Breite versehen ist. Diese Spalten haben voneinander den Abstand von 4 mm. Auf die linke Seite des Wasserkastens kommt wieder der durchscheinende Schirm *SS'* oder es wird die matte Glasplatte an beliebiger Stelle in den Wasserkasten hineingehängt. Beleuchtet man nun die Blende mit den Spalten durch eine starke Lichtquelle, deren Strahlen man passend, ev. mit

Hilfe einer Zylinderlinse so konvergent macht, daß sie sich annähernd in dem am Wasserkasten befindlichen Spalt vereinigen, um möglichst helles Licht zu bekommen, so treten in den Wasserkasten neun getrennte Strahlenbündel ein[1]), gehen teilweise in Luft, teilweise in Wasser weiter und es erscheinen auf dem

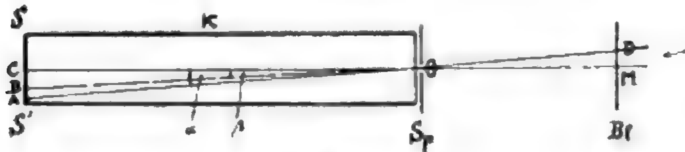


Fig. 3.

durchscheinenden Schirm oben und unten neun Streifen. Durch passende Veränderung der Stellung erreicht man, daß die mittleren Streifen oben und unten unmittelbar übereinander fallen. Es liegen auch jetzt wieder die oberen Streifen, herrührend von den durch Luft gehenden Strahlen, weiter auseinander als die unteren Streifen, die von den durch das Wasser gehenden Strahlenbündeln erzeugt werden. Es kommen, wieder vom mittleren Streifen aus gerechnet, auf drei Streifen in Luft vier Streifen in Wasser.

Es ist leicht einzusehen, daß die Ursache der Lagenverschiedenheit in der Brechung des Lichtes beim Übergang von Luft in Wasser begründet ist. Es ergibt sich, daß das Verhältnis der Tangenten des Einfallswinkels α und des Brechungswinkels β durch das Verhältnis $4:3$ ausgedrückt wird. Es ist

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{CA}{OC'}\quad \operatorname{tg}\beta = \frac{CB}{OC'},$$

$$\text{also}\quad \operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}\beta = CA : CB.$$

Bei der Kleinheit der benutzten Winkel kann man aber statt der Tangenten auch die Sinus der Winkel setzen. Es stimmt also das durch diesen Versuch hergeleitete Brechungsverhältnis mit dem reziproken Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in Luft und Wasser überein.

Noch eine andere hiermit zusammenhängende Demonstration ist lehrreich. Man beobachtet, daß, wenn man von irgendeinem leuchtenden Objekte mit Hilfe einer Konvexlinse ein reelles, scharfes Bild gleichzeitig in Luft und in Wasser herstellen will, also z. B. so, wie es bei der Demonstration der Beugungserscheinungen im ersten Versuch erforderlich ist, es nicht gelingt, gleichzeitig oben und unten ein vollkommen scharfes Bild zu erzeugen. Hat man das scharfe Spaltbild, besser noch das Bild irgendeines andern, scharf begrenzten Gegenstandes, also z. B. der beleuchteten Spalten, wie sie bei den letzten Versuchen gebraucht wurden, auf dem Schirm im Wasser erzeugt, so ist das Bild in Luft unscharf. Man muß die matte Glasplatte nach der Eintrittseite des Lichtes zu verschieben. Zum Demonstrationsversuch verwendet man am besten eine matte Glasplatte, die nur bis zur Hälfte, also nur bis zur Wasseroberfläche im Kasten hängend, in das Wasser hineinragt, und eine zweite matte Glasplatte, die in einem niedrigen Fuß im unteren, mit Wasser gefüllten Teil des Kastens aufgestellt wird. Hat man die beiden Schirme so verschoben, daß auf beiden gleichzeitig ein möglichst scharfes Bild erzeugt wird, so ist das Verhältnis der Entfernungen der Schirme von der Eintrittstelle des Lichtes in den Kasten wiederum das Verhältnis $4:3$. Es ist noch zu bemerken, daß es für diesen Versuch einerlei ist, ob man die das reelle Bild erzeugende Konvexlinse unmittelbar an den Wasserkasten heran stellt oder in größerer Entfernung vor dem Kasten aufgestellt hat. Die Entfernungen sind stets von dem Ende des Kastens und nicht etwa von der Linse aus zu messen. Eine einfache Überlegung zeigt, daß auch hier das Brechungsverhältnis eigentlich durch das Verhältnis der Tangenten von Einfalls- und Brechungswinkel bestimmt ist, das man aber bei der Kleinheit des Winkels durch das Verhältnis der Sinus ersetzen kann. In Fig. 4 sind die Verhältnisse

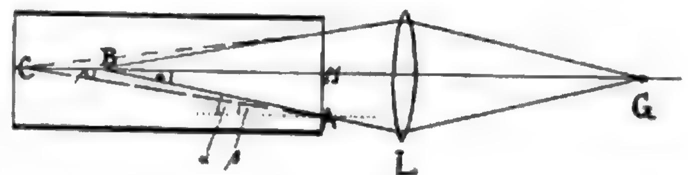


Fig. 4.

schematisch im Grundriß dargestellt, wobei noch die Breitendimensionen der Figur im Vergleich zu den Längendimensionen stark vergrößert gezeichnet sind, damit die Winkel zwischen den Strahlen besser hervortreten. G ist das leuchtende Objekt, also z. B. ein von rechts her beleuchtetes System von parallelen Spalten. Von den Strahlen, die von der Mitte des Objektes ausgehen, sind nur der mittlere GMC und zwei äußere, z. B. GAC bezw. GAB, gezeichnet, wovon der ausgezogene GAC innerhalb des Kastens in Luft, der gestrichelt gezeichnete GAB innerhalb des Kastens K in Wasser verläuft. Der bei A eintretende Strahl bildet mit dem Einfallslot den Einfallswinkel α, der auch gleich dem Winkel ABM ist, während der Brechungswinkel β durch den im Wasser verlaufenden Strahl und das Einfallslot gebildet wird, also auch gleich dem Winkel ACM ist.

1) In Figur 3, die die Anordnung schematisch im Grundriß darstellt, ist nur das mittlere Strahlenbündel MOC' und ein seitliches Strahlenbündel DOA bezw. DOB gezeichnet, von denen DOA in Luft und DOB in Wasser verläuft.

Aus der Figur folgt

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{AM}{BM}, \quad \operatorname{tg}\beta = \frac{AM}{CM}$$

und hieraus ergibt sich

$$\operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}\beta = CM : BM.$$

Ersetzt man bei der Kleinheit der Winkel das Verhältnis der Tangenten durch das Verhältnis der Sinus und beachtet man, daß bei dem Versuche $CM : BM = 4 : 3$ ist, so folgt $\sin\alpha : \sin\beta = 4 : 3$.

Zu beachten ist endlich noch, daß die Größe der reellen Bilder in Luft und Wasser trotz ihrer verschiedenen Lage gleich ist.

Die ganze Versuchsreihe ist wohl geeignet, die einfache Beziehung zwischen Brechungsexponent und Fortpflanzungsgeschwindigkeit experimentell zu demonstrieren. Außerdem kann man besonders aus dem ersten Versuche leicht herleiten, welche Wirkung ein Immersionssystem eines Mikroskops in bezug auf die auflösende Kraft des Mikroskops hat, indem durch eine solche Immersion die Beugungsstreifen enger zusammengedrängt werden, wodurch bewirkt wird, daß auch bei feineren Objekten die Beugungsbilder noch in das Objektiv des Mikroskops eintreten, wo beim Zwischenmittel Luft das erste Beugungsspektrum schon seitlich neben das Objektiv fällt.

Hamburg, den 6. Mai 1906. Physikalisches Laboratorium der Oberrealschule auf der Uhlenhorst.

(Eingegangen 7. Mai 1906.)

Fluoreszenz und Lambertsches Gesetz.

Von R. W. Wood.

Es ist eine allbekannte Tatsache, daß die Intensität der von einem Oberflächenelement eines weißglühenden festen oder flüssigen Körpers emittierte Strahlung sich wie der Cosinus des Emissionswinkels ändert. Die Folge hiervon ist, daß die spezifische Intensität oder die scheinbare Helligkeit der Oberfläche unabhängig ist von der Richtung, in welcher sie betrachtet wird, also durch Verkürzung der Oberfläche nicht erhöht wird. Für den Fall eines durchsichtigen Gases gilt nicht dasselbe Gesetz: die Intensität einer flachen Gasflamme nimmt vielmehr zu, wenn man die Flamme seitwärts wendet. In diesem Falle ist die Strahlung eines Oberflächenelementes nach allen Richtungen konstant und ändert sich nicht mit dem Cosinus des Winkels. Es verdient erwähnt zu werden, daß die Emission der Röntgenstrahlen demselben Gesetze gehorcht, welches für ein Gas gilt. Dies läßt sich nachweisen, wenn man mit einer Lochkamera photographische Aufnahmen von der Antikathode einer Röntgenröhre macht, einmal in Richtung normal zur Oberfläche, das andere Mal mit nahezu streifender Inzidenz. Diese Erscheinung entspricht eigentlich den Erwartungen, die wir hegen mußten, denn die Strahlungen entspringen an den Punkten, wo die Elektronen mit der Scheibe zusammenstoßen, mit anderen Worten im freien Raume.

Die Strahlungen fluoreszierender Oberflächen scheinen zuweilen demselben Gesetze zu gehorchen. Füllt man einen rechtwinkligen Glastrog oder auch ein Becherglas zum Teil mit einer Lösung von Uranin (Fluoreszein) und läßt eine Kondensatorentladung zwischen Kadmiumelektroden nahe der Oberfläche hindurchgehen, so kann man die Erscheinung sehr deutlich sehen. Die Oberfläche ist kräftig fluoreszierend und wenn man sie von unten her betrachtet, so wird man finden, daß die spezifische Intensität schnell zunimmt, wenn die Oberfläche verkürzt wird, und bei streifender Emission von blendender Helligkeit wird. Schaltet man zwischen die Funkenstrecke und die Flüssigkeit eine Glasplatte ein, so wird die Wirkung der Verkürzung weniger ausgeprägt oder verschwindet gar ganz. In diesem Falle durchdringen nämlich die Strahlungen, welche die Fluoreszenz erregen, den Körper der Flüssigkeit, und die kräftige Oberflächenfluoreszenz, welche durch die ultravioletten Strahlen erregt wird, verschwindet. Eine noch bessere Methode besteht darin, daß man die eine Fläche eines rechtwinkligen Prismas aus Kronglas mit dem Licht des Funkens beleuchtet, durch welches eine blaue Fluoreszenz der Oberflächenschicht hervorgerufen wird. Die leuchtende Oberfläche muß durch die andere Prismenfläche betrachtet werden. In normaler Richtung betrachtet ist die Intensität nur sehr gering; davon kann man sich überzeugen, wenn man das in der Hypothenusenfläche des Prismas reflektierte Licht der leuchtenden Oberfläche betrachtet. Von der Seite gesehen ist die Intensität volle dreißigmal so groß, wie die Messung unter einem Winkel von fünf Grad gegen die Oberfläche ergab.

Diese Zunahme der spezifischen Intensität einer fluoreszierenden Oberfläche, wenn man sie in der Verkürzung, sozusagen von einem Standpunkte im Innern des Mediums aus, betrachtet, diese Zunahme muß schon von vielen Beobachtern wahrgenommen worden sein, indessen bin ich nicht imstande gewesen, irgendeine Erwähnung derselben in der einschlägigen Literatur zu finden. Mein Assistent, Herr H. E. Ives, hat nun eine sehr sorgfältige photometrische Untersuchung über die Änderung der Intensität mit dem Winkel angestellt. Die dabei verwendete Versuchsanordnung ist in Figur 1 wiedergegeben.

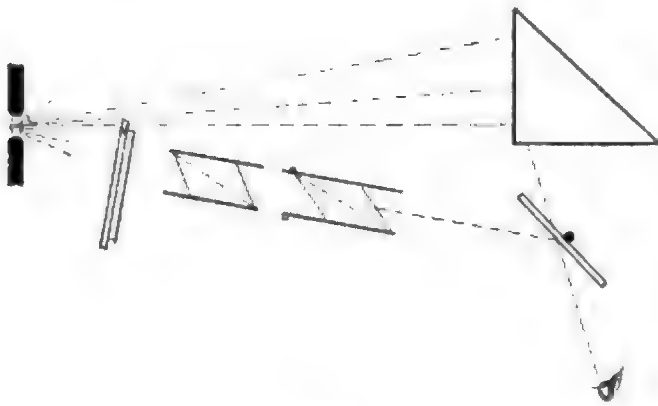


Fig. 1.

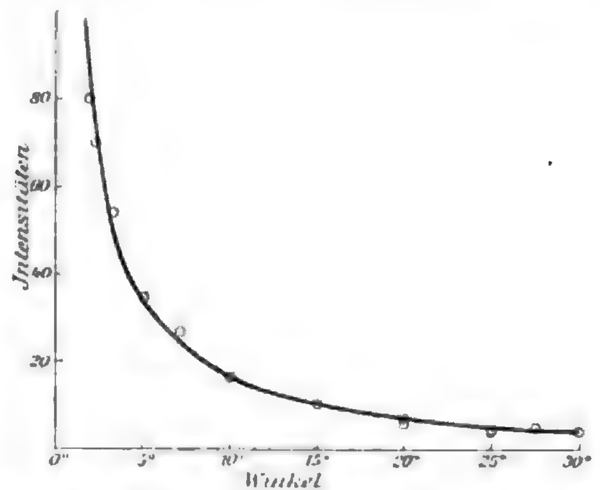


Fig. 2.

Ein Teil des von der Funkenstrecke ausgehenden Lichtes fiel auf das Prisma, während ein anderer Teil zunächst durch eine Mattglasplatte und einen blauen Schirm hindurch trat, dann durch ein Paar Nicolscher Prismen ging und darauf mittels eines schmalen versilberten Glasstreifens *A*, welcher vor dem Prisma auf einem Zapfen montiert war, in das Auge reflektiert wurde. Durch Drehen eines der Nicols konnte man die Intensität des von dem Spiegelstreifen reflektierten Lichtes gegen den fluoreszierenden Hintergrund abgleichen, auf welchem es erschien. Die Farbe wurde mit sehr großer Genauigkeit gleich gemacht mit Hilfe einer dünnen Kobaltglasplatte in Verbindung mit einem Gelatinehäutchen, das mit einem der blauen Anilinfarbstoffe gefärbt worden war. Die Intensität in normaler Richtung wurde gemessen durch Abgleichung des reflektierten Lichtes gegen das durch totale Reflexion im Prisma sichtbare Bild der fluoreszierenden Oberfläche.

Das fluoreszierende Prisma war auf dem Tischchen eines kleinen Spektrometers montiert und wurde durch das Fernrohr betrachtet, nachdem zuvor dessen Linsen entfernt worden waren und an die Stelle des Okulars ein enger Spalt gesetzt worden war. Auf diese Weise konnte man mit Leichtigkeit den Winkel bestimmen, unter welchem die leuchtende Oberfläche betrachtet wurde.

Natürlich war eine Anzahl von Korrektionen erforderlich: Wegen der Brechung sind nämlich die Winkel in der Luft größer als die Winkel im Innern des Glases. Ferner tritt infolge der Brechung im Innern des Prismas ein Verlust an Intensität ein, welcher mit wachsendem Winkel größer wird.

Die erhaltenen Werte sind in Figur 2 graphisch dargestellt. Die Intensitäten sind hier als Ordinaten aufgetragen und die Winkel als Abszissen. Die beobachteten Werte sind, unter Berücksichtigung der Korrektion wegen des kleinen Verlustes infolge der inneren Reflektion, als kleine Kreise eingetragen, während die ausgezogene Kurve durch dieselben die theoretische Kurve ist, wie sie sich berechnet unter der Annahme, daß die Intensität der von jedem fluoreszierenden Molekül ausgehenden Strahlung von der Richtung im Innern des Glases unabhängig ist. Unter diesen Bedingungen würde sich die Beleuchtungsintensität der Oberfläche verdoppeln, so oft die scheinbare Fläche durch Verkürzung halbiert wird. Wie ersichtlich sein wird, scheint diese Bedingung sehr nahezu erfüllt zu sein, obwohl genaue Messungen zwischen null und fünf Grad schwierig waren. Die Fluoreszenzstrahlung gehorcht also im Innern des Mediums demselben Gesetz, welches für ein durchsichtiges strahlendes Gas gilt. Außerhalb des Mediums, das heißt in der Luft, liegt die Sache wesentlich anders. Die spezifische Intensität der Oberfläche ist am größten bei Betrachtung in Richtung der Normalen, während bei streifendem Austritt überhaupt kaum noch irgendwelches Fluoreszenzlicht zu sehen ist. Das rührt ohne Zweifel von der Brechung her, denn die bei streifender Inzidenz austretenden Strahlen fielen auf die Grenzfläche sehr nahezu unter dem kritischen Winkel ein, und ein großer Teil der Energie wird somit bei der Reflektion eingebüßt. Es ist weiterhin klar, daß ein von einem fluoreszierenden Molekül unterhalb der Oberfläche ausgehender Strahlenkegel, welcher einen körperlichen Winkel vom doppelten Betrage des kritischen Winkels für Glas umfaßt, daß ein solcher Strahlenkegel nach der Brechung beim Austritt in die Luft sich zu einem Kegel von 180°, das heißt über eine Halbkugel, ausbreitet. Die Intensität im Innern des Mediums wird in entsprechendem Maße durch totale Reflektion erhöht; praktisch wird sie tatsächlich innerhalb eines gegebenen räumlichen Winkels verdoppelt. Um das Vorhandensein dieser Reflektion der fluoreszierenden Schicht an der Grenzfläche zwischen den beiden Medien nach-

zuweisen, braucht man nur einen Quarzwürfel dicht vor die fluoreszierende Oberfläche zu stellen und einen kleinen Tropfen Glyzerin zwischen beide zu bringen. Der Quarz und das Glyzerin sind beide vollkommen durchsichtig für die von dem Funken ausgehende Strahlung, welche die Fluoreszenz erregt; folglich rühren alle Veränderungen, welche man beobachtet, allein von der Änderung des Brechungsvermögens des Mediums vor der Glasoberfläche her. Man wird finden, daß die Intensität der Fluoreszenz der mit dem Glyzerin in Berührung stehenden Oberfläche, von der Seite des Glases aus betrachtet, viel geringer ist als die der umgebenden Oberfläche, während sie, von der Seite des Quarzes her gesehen, viel größer ist. Eine eingehendere Untersuchung würde sich ausführen lassen, wenn man die Brechungsindices der Medien zu beiden Seiten der fluoreszierenden Oberfläche einander gleichmachen oder sie nach Belieben verändern könnte; es ist jedoch schwer oder gar unmöglich, geeignete Medien zu finden, welche durchlässig sind für die ultravioletten Wellen, die die Fluoreszenz erregen. Versucht man, diese Schwierigkeit dadurch zu umgehen, daß man Medien verwendet, welche unter der Einwirkung weniger leicht absorbierbarer Strahlungen fluoreszieren, so hat man es nicht mehr mit einer Fluoreszenz zu tun, welche auf die erforderliche geringe Tiefe der Schicht beschränkt ist.

Die Frage nach dem Zusammenhang zwischen der Fluoreszenz und dem Gesetz von Lambert ist von Lommel in einer in Wiedemanns Annalen erschienenen Arbeit[1]) diskutiert worden. Lommel leitet in dieser Arbeit das Lambertsche Gesetz für ein Medium ab, welches ein hohes Absorptionsvermögen besitzt und infolge seiner hohen Temperatur Licht aussendet. Er wendet nun dieselbe Methode auf ein teilweise transparentes Medium und auf fluoreszierende Medien an und gelangt so zu der Folgerung, daß in diesen Fällen die Emission nicht proportional dem Cosinus des Winkels ist, sondern proportional einer gewissen Funktion des Cosinus, welche für senkrechte Emission den Wert 1 und für Emission unter einem Winkel von 90° den Wert 0 hat. In diesen Fällen müßte eine ausgesprochene Zunahme der spezifischen Intensität auftreten, wenn die Oberfläche der Strahlungsquelle verkürzt wird, aber diese Zunahme würde nicht so groß sein wie bei einer Gasflamme oder bei dem fluoreszierenden Prisma, welches wir betrachtet haben. Um diese Zunahme der scheinbaren Intensität zu beobachten, tauchte Lommel ein Gefäß, in dem das fluoreszierende Medium enthalten war, in einen Trog mit Wasser und betrachtete nun die leuchtende Oberfläche unter verschiedenen Winkeln. Lommel nahm an, daß sein fluoreszierendes Medium die Fluoreszenzstrahlungen teilweise absorbierte; in dieser Hinsicht würde es sich also von dem bei unseren hier besprochenen Versuchen verwendeten Kronglas unterscheiden, welches fast vollkommen durchlässig ist für das blaue Fluoreszenzlicht, welches es aussendet. Aus unseren vorstehenden Erörterungen erhellt, daß die Intensität der fluoreszierenden Oberfläche, wenn man sie von der Seite der Luft her unter verschiedenen Winkeln betrachtet, durch die Brechung erheblich beeinflußt wird. Naturgemäß ist zu erwarten, daß die in geringer Tiefe im Innern des Mediums entspringenden Strahlen beim Austritt in die Luft gebrochen werden; dagegen ist nicht ganz klar ersichtlich, was mit der Strahlung geschehen wird, welche aus der Molekülschicht der Oberfläche hervorgeht. Millikan gelangte auf Grund einer Untersuchung über die Polarisation des Fluoreszenzlichtes zu dem Schlusse, daß diese Strahlungen in derselben Weise gebrochen werden wie Strahlungen, die aus einer endlichen Tiefe im Innern des Mediums hervorkommen. Was nun die durch Licht erregte Fluoreszenz betrifft, so ist es wahrscheinlich, daß die strahlende Schicht eine beträchtliche Dicke im Vergleich zum Durchmesser der Moleküle besitzt, denn das Licht dringt zweifellos bis zur Tiefe von einer oder zwei Wellenlängen ein. Es erschien möglich durch Fluoreszenzerregung mittels Kathodenstrahlen einen Effekt von mehr oberflächlicher Natur zu erhalten. Es wurde deshalb eine Glaskugel in einer Vakuumröhre der Kathode gegenüber montiert, doch fand es sich, daß die Erscheinung die gleiche war wie bei Beleuchtung mit ultraviolettem Licht. Die Röhre war so konstruiert, daß man die Kugel entweder von Kathodenstrahlen oder von Kanalstrahlen treffen lassen konnte, und es zeigte sich nun, daß, wenn man die letzteren auf die Kugeloberfläche fallen ließ, daß dann eine Fluoreszenz auftrat, welche dem Lambertschen Gesetz nicht gehorchte; das Licht erschien nämlich ringsum an der Seite der Kugel, wo die Oberfläche beträchtlich verkürzt war, sehr viel intensiver. Dieses Licht zeigt bekanntlich die D-Linien sehr stark und rührt zweifellos von einer dünnen Gasschicht her, die fest an der Oberfläche haftet. Indessen ist es möglich, daß wir es in diesem Falle mit einer nur von den Molekülen der Oberfläche ausgehenden Lichtemission zu tun haben, mit anderen Worten: mit dem Effekt, nach welchem wir bei der durch Kathodenstrahlung erregten Phosphoreszenz gesucht haben. Die Kanalstrahlen haben ohne Zweifel ein viel geringeres Durchdringungsvermögen und können eine reine Oberflächenphosphores-

1) Wied. Ann. 10, 449, 1880.

zenz erregen. Meine persönliche Ansicht von der Sache ist indessen die, daß die Natriummoleküle vollständig aus dem Medium in Freiheit gesetzt worden sind, denn die strahlende Schicht scheint dem gleichen Gesetz zu gehorchen, welches für eine Gasflamme gilt. Man kann den Effekt an den Kanalstrahlröhren der gewöhnlichen Form sehen, wie sie von den Instrumentenbauern geliefert werden; die gelbe Phosphoreszenz erscheint hier viel heller in den Partien, welche in beträchtlicher Verkürzung gesehen werden. Die allerbeste Methode jedoch ist, eine flache Steinsalzplatte in eine Kanalstrahlenröhre zu bringen; dann erhält man nämlich eine glänzende gelbe Lichtlinie, wenn man die Oberfläche unter einem Winkel von 85° gegen die Normale betrachtet.

Eine Untersuchung des gelben Lichtes mittels eines großen Spektrographen mit drei Prismen zeigte, daß die D-Linien ebenso schmal waren wie bei einer Natriumflamme, und es ist höchstwahrscheinlich, daß die Moleküle an der Oberfläche eines festen Körpers eine derartige Strahlung auszusenden vermögen. Professor Rutherford hat kürzlich gezeigt, daß die Intensität der von radioaktiv gemachten ebenen Oberflächen ausgehenden Strahlung von der Richtung unabhängig ist, das heißt, daß hier dasselbe Gesetz gilt wie bei den Röntgenstrahlen. Zum Beweise für diesen Sachverhalt bediente sich Professor Rutherford der folgenden überaus sinnreichen Anordnung: Er überzog die Flächen kurzer Prismen mit dünnen Schichten von radioaktivem Material und stellte die Prismen dann auf photographische Platten. Er erhielt dann eigentümliche sternförmige Zeichnungen, welche sich als in vollkommener Übereinstimmung mit der Theorie stehend erwiesen, nach der die Strahlungsintensität von der Richtung unabhängig sein muß.

Es ist mir gelungen, Oberflächen herzustellen, welche in die Luft nach eben demselben Gesetz Licht ausstrahlen, und ich habe photographische Abbildungen erhalten, welche denen, die Herr Rutherford gewonnen hat, durchaus ähnlich sind. Zu diesem Zwecke braucht man nur ein wenig fein gepulverte Balmainsche Leuchtfarbe in einer Schachtel zu schütteln, den Körper, welchen man leuchtend machen will, in die Schachtel zu bringen, und dann den in der Luft suspendierten Staub sich auf die Oberflächen niederschlagen zu lassen. Der Abstand zwischen den leuchtenden Teilchen muß mehrfach so groß sein wie ihr mittlerer Durchmesser. Setzt man eine solche Oberfläche dem Lichte einer Bogenlampe aus und beobachtet sie im dunklen Raume, so wird man finden, daß ihre spezifische Intensität bei der Verkürzung zunimmt. Überzieht man die äußere Oberfläche eines Zylinders mit dem Pulver, setzt sie dem Lichte aus und beobachtet sie im Dunkeln, so werden die Kanten des Zylinders als leuchtende Linien von viel größerer Helligkeit als die übrige Oberfläche erscheinen. Man erkennt, daß dieser Versuch das Analogon zu dem ersten Rutherfordschen Experiment ist, bei welchem eine Lochkamera-Aufnahme eines radioaktiven Drahtes zwei parallele und dicht nebeneinander verlaufende Lichtlinien aufwies. Ich legte eine Schraubenmutter von quadratischem Querschnitt, deren Seiten mit dem Pulver überzogen waren, in der Dunkelkammer auf eine photographische Platte und erhielt nach einer Expositionsdauer von zwei Stunden ein Bild, welches dem von Professor Rutherford erhaltenen genau ähnlich war (s. Figur 3). Liegen die leuchtenden Teilchen

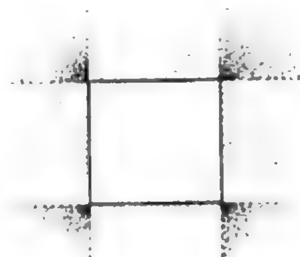


Fig. 3.

so nahe beieinander, daß sie sich gegenseitig nahezu oder gar ganz berühren, so folgt die von der Oberfläche ausgehende Strahlung dem Lambertschen Gesetz, welches sich hier als eine Folge der Schirmwirkung der Teilchen auf die von den benachbarten Teilchen herrührende Strahlung ergibt. Wir wollen nun annehmen, daß die leuchtenden Teilchen zu einer kontinuierlichen Oberfläche miteinander verschmelzen: Die unregelmäßigen Brechungen und Reflektionen, welche zusammen eine Schirmwirkung ergaben, werden nunmehr durch regelmäßige Brechung an der Oberfläche ersetzt, derart, daß alle Strahlen, welche auf die Oberfläche unter einem Winkel auffallen, der größer ist als der kritische, vollständig in das Medium zurückreflektiert werden. Es ist wahrscheinlich, daß für die Erklärung des Lambertschen Gesetzes für den Fall durchsichtiger Medien keine andere Wirkung als die der Brechung erforderlich ist, ein Ergebnis, zu welchem auch Uljanin gelangt ist.[1]) Weiter ist es wahrscheinlich, daß auch bei einer glühenden Metalloberfläche die Brechung eine bestimmte Rolle spielt, da ja das ausgesandte Licht unter gewissen Winkeln teilweise polarisiert ist. Man kann das Emissionsgesetz zurückführen auf die Absorption von Strahlungen, die von Punkten unterhalb

1) Wied. Ann. **62**, 528, 1897.

der Oberfläche ausgehen; diese Beziehung hat Lommel ausgearbeitet. Wir wissen indessen so wenig über die Natur der Schwingungen glühender Oberflächen von festen und flüssigen Körpern, daß es schwierig ist, irgendwelche einigermaßen exakte Auffassung von den Vorgängen zu formulieren, die für das Lambertsche Gesetz unmittelbar verantwortlich sind.

Vielleicht verdient es, erwähnt zu werden, daß vollkommene Unregelmäßigkeit der Schwingungsphasen erforderlich ist. Wenn es möglich sein würde, die schwingenden Teilchen an der Oberfläche einer weißglühenden Metallplatte auf gleiche Phase zu bringen, so würde die Platte eine ebene Welle aussenden und würde aufhören, sichtbar zu sein. Wir würden überhaupt kein Licht wahrnehmen, es sei denn, daß unser Auge sich auf irgendeiner Normalen zur Oberfläche befände, in welchem Falle wir dann einen sehr hellen Punkt in der Richtung der Normalen sehen würden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Mai 1906.)

BESPRECHUNGEN.

Deutscher Kamera-Almanach. II. Jahrgang 1906. Jahrbuch der Amateur-Photographie. Unter Mitwirkung von bewährten Praktikern herausgegeben von F. Loescher. 8. 280 S. mit einer Tondrucktafel, 47 Vollbildern und 107 Abbildungen im Text. Berlin, Gustav Schmidt. M. 3.50, gebunden M. 4,25.

Der Deutsche Kamera-Almanach erscheint in vornehmer Ausstattung zum zweiten Male, dem ersten, im vorigen Jahre von uns besprochenen Bande vollkommen gleichwertig.

Die große Zahl meistens sehr interessanter Bilder läßt einen Einblick in die Bestrebungen der internationalen Kunstphotographie tun; sind doch Werke deutscher, österreichischer, schweizer, französischer, skandinavischer, englischer und amerikanischer Künstler wiedergegeben.

Eine größere Reihe von Originalbeiträgen über Gegenstände der photographischen Technik oder Ästhetik von berufener Feder (wir nennen Aarland, Löscher, Demachy u. a.), sowie eine Übersicht der Fortschritte des Jahres auf photographischem Gebiete bilden den Inhalt des jedem Amateur und Fachphotographen zu empfehlenden Buches. Behrendsen.

(Eingegangen 23. Februar 1906.)

K. Rösen, Grundzüge der Physik mit einem Anhange: Chemie und Mineralogie. Zum Gebrauche für die mittleren Klassen höherer Lehranstalten. 8. XI u. 180 S. mit 195 Abbildungen. Leipzig, O. Leiner. 1906. M. 2,—, geb. M. 2,50.

Das für die Unterstufe bestimmte Buch dürfte seiner Bestimmung auf das trefflichste entsprechen. Die klare, anschauliche Darstellung in demselben ist dem Standpunkt der Schüler des bezüglichen Lebensalters durchaus angepaßt; überall wird an die Erfahrung des Lernenden angeknüpft, sein Beobachtungsvermögen angeregt. Stets erteilt der Verfasser dem Versuche das erste Wort und weiß durch ein reiches Material auf experimentellem Gebiete den Unterricht in der glücklichsten Weise zu beleben.

Fehlerhafte Auffassungen hat der Verfasser zwar sehr glücklich zu vermeiden gewußt, doch möchte ich einem Wunsche hier Ausdruck geben, der sich nicht allein auf das Rösensche, sondern auf die Mehrzahl ähnlicher Bücher bezieht. Warum wird der nebelhafte, für Schüler gänzlich unverständliche Begriff der „elektromotorischen Kraft", dieser Verlegenheitsausdruck Voltas, noch immer in das Vordertreffen geführt? Man kann ja auf der Oberstufe gelegentlich erwähnen, welche Bedeutung diesem allerdings eingebürgerten Ausdruck in Wirklichkeit beizumessen ist. So aber wie es gewöhnlich geschieht, wie auch R. p. 82 den Ausdruck unvermittelt einführt, muß derselbe in dem Schüler der Unterstufe, bei dem es sicherlich darauf ankommt, korrekte Begriffe zu erwecken, eine unrichtige Vorstellung erwecken. — Ist doch das, was man unter elektromotorischer Kraft versteht, alles andere wie eine „Kraft", deren Wesen dem Anfänger richtig zu vermitteln, doch so sehr wichtig wäre.

Es ist das der einzige Punkt, an dem ich einigen Anstoß nehmen möchte; vielleicht denken andere auch darüber weniger streng.

Wenn das Buch für die Unterstufe vielleicht etwas zu reichhaltig erscheint, so hat der Verfasser das mit Bedacht so eingerichtet und überläßt es dem Lehrer, eine Auswahl zu treffen. Jedenfalls kann das praktische und in jeder Weise treffliche Buch dringend empfohlen werden.

Behrendsen.

(Eingegangen 23. Februar 1906.)

Handbuch der Physik. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen herausgegeben von A. Winkelmann. 2. Auflage. Lex. 8. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1905.

Vierter Band. II. Hälfte: Elektrizität und Magnetismus I. XIV. 630 S. mit 282 Abbildungen. M. 20,—.

Fünfter Band. I. Hälfte: Elektrizität und Magnetismus II. VIII. 515 S. mit 215 Abbildungen. M. 16,—.

Der erste dieser Teilbände umfaßt die Erscheinungen, die den Durchgang der Elektrizität durch Flüssigkeiten und Gase begleiten und enthält zugleich die Kapitel über Thermo-, Pyro- und Piezoelektrizität, der zweite Halbband handelt vom Magnetismus.

Ein Vergleich mit den entsprechenden Teilen der ersten Auflage zeigt im äußeren den Gewinn durch übersichtlicheren Druck und meist eine starke Vermehrung des gebotenen Stoffes, die Darstellung hat viele Umarbeitung erfahren und ist überall bis an den gegenwärtigen Stand des Wissens herangeführt. Durch die von der ersten Auflage beibehaltene Anordnung der elektrochemischen Kapitel tritt nicht hervor, daß sie durch gemeinsame Theorien und Meßmethoden verbunden sind: die Leitfähigkeit der Elektrolyte ist äußerlich an die der Metalle angeschlossen, dann folgt, durch andere Kapitel getrennt, 450 Seiten später die Theorie der galvanischen Elemente und endlich 100 Seiten weiter, werden im Kapitel Elektrolyse und Ionenwanderung erst die grundlegenden Anschauungen und Meßmethoden besprochen, wodurch die Darstellung des Gebietes hätte eingeleitet werden müssen.

Der Abschnitt über die Elektrizität in Gasen ist auf das Vierfache seines früheren Umfanges angewachsen. In diesem Raume werden die zahlreichen neuen Ergebnisse und Anschauungen dargestellt, auch die neu entdeckten radioaktiven Erscheinungen finden hier Platz. Die reichlichen Zitate auf Originalarbeiten sind in diesem Artikel meist nur an den entsprechenden Paragraphen im ganzen angeschlossen; dieses Verfahren macht das Erkennen der Anteile der einzelnen Arbeiten unmöglich.

Im zweiten Halbband hat der Magnetismus durch eine einheitliche Bearbeitung eine außerordentlich geschlossene und klare Darstellung erfahren, besonderes Gewicht ist auf die Meßmethoden gelegt, die durch zweckmäßige Figuren erläutert werden. Die Literatur ist bis zum Jahre 1904 einschließlich berücksichtigt.

G. Hoffmann.

(Eingegangen 22. März 1906.)

VI. Band: Optik. XX u. 1404 S. mit 388 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1904 u. 1906. M. 44,—, gebunden M. 46,—.

Über die Brauchbarkeit des Winkelmannschen Handbuchs sind weiter keine Worte zu verlieren; es ist schon längst für jeden wissenschaftlich arbeitenden Physiker ein unumgänglich notwendiges Orientierungsmittel. Die neue Auflage besitzt die Vorzüge der ersten in erhöhtem Maße.

Die wissenschaftlichen Mitarbeiter der Firma Zeiß (Jena) haben für den vorliegenden Band die Darstellung der geometrischen Optik in weiterem Sinne übernommen, eine Tatsache, die für die unbedingte Zuverlässigkeit der betreffenden Artikel bürgt. H. Kayser hat den höchst anregenden Artikel über Spektralanalyse geschrieben, der von seinem Wert nichts verliert, auch wenn man nicht allen Anschauungen des Verfassers, namentlich über Strahlung der Gase, beistimmt. Ganz vortrefflich hat Pockels den Abschnitt über Beugung bearbeitet, inhaltlich und formell eine glänzende Leistung; ihm reihen sich würdig an die Aufsätze von Drude über Lichttheorien, die sich durch meisterhafte Beherrschung des schwierigen Stoffes auszeichnen. Auch die übrigen Darstellungen, deren Aufzählung im einzelnen uns hier zu weit führen würde, sind durchweg auf der Höhe.

Eine weitere Empfehlung erübrigt sich demnach.

Breslau. Cl. Schaefer.

(Eingegangen 30. Mai 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurde der Ingenieur Paul Langer in Berlin zum Professor für Maschinenelemente an der Technischen Hochschule Aachen.

Gestorben der Direktor der Sternwarte in Bordeaux und Professor der physikalischen Astronomie an der dortigen Universität A. Rayel.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 15 am 18. Juli 1906.

INHALT.

Paul Drude †.

Am Nachmittag des 5. Juli schied, noch nicht 43 Jahre alt, Paul Drude, Professor der Physik an der Universität Berlin, aus dem Leben.

Seit dem Heimgange von H. Hertz hat der Tod keines deutschen Physikers so erschütternd gewirkt, wie dieser. Große Hoffnungen in bezug auf die Forschung, wie auf den Unterricht in unserer Wissenschaft werden mit Drude zu Grabe getragen, denn nach menschlichem Ermessen war sein Wirken noch in aufsteigender Linie, als er starb. Begabungen von ähnlich glücklicher Mischung aus tiefblickendem Eindringen, schnellem Erfassen, lebhafter Phantasie, technischem Geschick, verbunden mit einer liebenswürdigen Persönlichkeit, wie sie ihn zum Institutsleiter prädestinierten, sind keineswegs häufig, und sein Heimgang hinterläßt eine schwer auszufüllende Lücke. —

Drude erhielt seine wissenschaftliche Bildung in Berlin, Freiburg, Göttingen; an letzterer Universität bekleidete er längere Jahre die Assistentenstelle am math.-phys. Institut und hier begann er mit seiner Forschungsarbeit auf optischem Gebiete sogleich mit dem glücklichsten Erfolge. Seine Promotionsschrift (1887) über die Theorie der Reflexion des Lichtes an absorbierenden Kristallen, seine Habilitationsschrift (1889) über die Bestimmung der optischen Konstanten von Metallen, wie alle die verwandten Untersuchungen aus jenen Jahren zeigen eine für die Jugend des Verfassers seltene Reife und bezeichnen wesentliche Bereicherungen der Wissenschaft.

Die elektromagnetische Lichttheorie führte Drude zum Studium der elektrischen Schwingungen und damit auf das zweite Gebiet seiner schönsten Erfolge. Die Forschungsarbeit in dem erweiterten Aufgabenkreise beeinflußte auch seine Lehrtätigkeit; einerseits entstand das ausgezeichnete Buch „Physik des Äthers", andererseits wurden Vorlesungen und Demonstrationen über angewandte Elektrizitätslehre im Göttinger physikalischen Institut eingerichtet.

Dem rastlosen Wirken und Schaffen wollte äußerer Lohn nicht sofort blühen, und in dem deutlichen Gefühl seines Könnens litt Drude unter dem Warten vielleicht mehr, wie Andere in gleicher Lage. Erst 1894 brachte der Ruf in das Leipziger Extraordinariat für theoretische Physik die beglückende Wendung: reichliche Mittel für wissenschaftliche Forschung, günstige Gelegenheit zur Entfaltung einer großen Lehrtätigkeit und mit der gesicherten äußeren Stellung die ersehnte Möglichkeit der Gründung eines Hausstandes.

In Leipzig führte Drude seine Untersuchungen über elektrische Schwingungen weiter fort und dehnte zugleich seine Arbeiten auf das Gebiet der Elektronentheorie aus. Hier gelang ihm in der Berechnung des numerischen Verhältnisses aus thermischer und elektrischer Leitfähigkeit eine Leistung, die zu den glänzendsten zählt.

Um 1901 nahm Drude den Ruf in das physikalische Ordinariat der Universität Gießen an und in dieser Stellung, an einem gewissen Ziel angelangt, verlebte er seine glücklichsten Jahre in der Vollkraft des Schaffens, in der Anerkennung seiner Kollegen, in der Verehrung seiner Schüler, in dem Sonnenschein seines Hauses, wo ihm der beste Kamerad verständ-

nis- und liebevoll zur Seite stand und ein Kleeblatt von drei Töchtern und einem Sohn erblühte. Zahlreiche wertvolle Arbeiten auf dem Gebiet der Optik und Elektrizität sind in der Gießener Zeit entstanden, daneben auch das weitverbreitete Lehrbuch der Optik, das eine tief empfundene Lücke in glücklichster Weise ausfüllte.

In der Klarheit seines Geistes, in der Energie seines Wollens, in der Kraft seines Vollbringens, alle beschlossen in einem Körper von stählerner Elastizität und Zähigkeit erschien Drude damals als ein selten reich begnadeter Mensch. Und er dankte seinem Gießen das dort genossene Glück durch die Ablehnung der Rufe nach Tübingen, Breslau, Leipzig.

Da wurde 1905 durch Warburgs Rücktritt die Berliner Stelle frei, und Fakultät, wie Unterrichtsverwaltung drangen in Drude wegen der Übernahme derselben. Kollegen, die von seiner Begabung wie von seiner ungeheuren Arbeitskraft überzeugt waren, redeten zu. Drude folgte widerstrebend, aber in dem Gefühl einer zu erfüllenden Pflicht mit festem Willen und in der Hoffnung des Gelingens. Anfangs schien sein energisches und hingebendes Arbeiten erfolgreich, aber dem Übermaß von Anstrengung, den zahllosen Friktionen eines großen Betriebes und der Ruhelosigkeit des Großstadttreibens gegenüber hielten seine Nerven nicht stand. Was für Kämpfe und Qualen der Ärmste in den letzten Monaten durchgemacht hat, ahnte niemand, — erst die Verzweiflungstat, durch die er ihnen ein Ziel setzte, offenbarte, was er gelitten hat.

Es liegt eine tiefe Tragik in diesem Ausgang dieser freudig aufwärts strebenden Natur. Höher und höher steigt sie, Ikarus gleich, der Sonne zu — da lösen sich die Schwingen und ein zerschmetternder Sturz endet den stolzen Flug. W. Voigt.

(Eingegangen 7. Juli 1906.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Radioaktivität von Thoriummineralien und -Salzen.[1])

Von Bertram B. Boltwood.

Die Radioaktivität des Elementes Thorium hat vielfache Diskussionen hervorgerufen und zu vielen anscheinend widersprechenden Angaben in der Literatur Anlaß gegeben. Nach den ursprünglichen Behauptungen seitens Schmidt[2]) und Frau Curie[3]), daß die Thoriummineralien und -Salze radioaktive Eigenschaften besäßen, veröffentlichten Hofmann und Strauß eine Arbeit[4]), in der sie angaben, daß sie eine inaktive Thoriumverbindung aus einer Probe des Minerals Euxenit abgeschieden hätten. In einer Arbeit von Hofmann und Zerban[5]) wurde später darauf Anspruch gemacht, daß aus einem brasilianischen Monazitsand ein negatives Thoriumpräparat hergestellt worden wäre und daß die aus Bröggerit, Cleveit und Samarskit ausgeschiedene Thoriumerde zwar gleich nach ihrer Herstellung aktiv wäre, aber einige Monate nach ihrer Abscheidung aus den Mineralien ihre Aktivität verloren hätte. Hierbei machten dieselben Verfasser in einer anderen Arbeit[1]) darauf Anspruch, daß sie ganz inaktives Thoriumoxyd aus einer Probe norwegischen Gadolinits abgeschieden hätten. Es ist ferner von Baskerville und Zerban[2]) behauptet worden, daß eine neue Quelle aktiven Thoriums in einem Gestein aus Südamerika vorgefunden worden wäre. In anscheinendem Widerspruch zu dem Obigen steht dann die Behauptung von Rutherford und Soddy[3]), daß gewöhnliches, käufliches Thoriumnitrat und das reinste erhältliche Thoriumnitrat gleiche Mengen von Thorium X ergeben hätten und die Angaben von Strutt[4]), daß er imstande gewesen wäre, meßbare Mengen von Thoriumemanation aus den Lösungen aller thoriumhaltigen Mineralien zu erzielen und zwar sowohl aus Euxenit als aus einer großen Anzahl anderer von ihm untersuchter; ferner die Angaben von Frau Curie und einer Anzahl anderer Forscher, die in allen Fällen bei den von ihnen untersuchten Thoriummineralien radioaktive Eigenschaften entdeckt hatten.

Die von Hahn gemachte Angabe[5]), daß er aus gewissen aus dem Thorianitmineral ausgeschiedenen Rückständen ein hochradioaktives Präparat erzielt hätte, das viele Tausend mal

1) Die allgemeinen Ergebnisse und Schlußfolgerungen, zu denen ich in vorliegender Arbeit gelangt bin, sind vor einer Versammlung der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft vorgetragen worden, die in New York am 24. Februar 1906 stattgefunden hat.
2) Wied. Ann. **65**, 141, 1898.
3) Compt. rend. **126**, 1101, 1898.
4) Ber. d. chem. Ges. **33**, 3126, 1900.
5) Ber. **35**, 531, 1902.

1) Ber. **36**, 3093, 1903.
2) Journ. Am. Chem. Soc. **26**, 120, 1902.
3) Proc. Chem. Soc. **18**, 120, 1902.
4) Proc. Roy. Soc. Lond. A. **76**, 88 und 312, 1905.
5) Proc. Roy. Soc. Lond. A. **76**, 115, 1905.

aktiver wäre als gewöhnliches Thorium und das eine verhältnismäßig größere Menge der charakteristischen Thoriumemanation aussandte, schien zunächst die Frage der Radioaktivität gewöhnlicher Thoriumsalze noch weiter zu verwickeln. Hahn hat jedoch die Vermutung ausgesprochen[1]), daß dieser neue radioaktive Körper, der Radiothorium genannt worden ist, selbst ein Zerfallsprodukt gewöhnlichen Thoriums wäre. Wenn diese Vermutung zutrifft, so ist zu erwarten, daß bei natürlichen, Thorium enthaltenden Mineralien die Muttersubstanz und ihre Produkte einen Zustand radioaktiven Gleichgewichts erreicht haben und daß die gesamte Aktivität des Thoriums und seiner Produkte proportional zu dem absoluten Betrag des vorhandenen Thoriumelements sein wird.

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuche wurden in der Absicht unternommen, den Betrag der gesamten α-Strahlenaktivität der radioaktiven Mineralien zu bestimmen, der von dem vorhandenen Thorium erzeugt wird; ferner sollte festgestellt werden, ob die auf Rechnung von Thorium zu setzende Aktivität in allen Fällen proportional zu dem jeweilig in dem betreffenden Mineral vorhandenen Betrage dieses Elementes wäre.

Zusammensetzung der Mineralien. Die bei diesen Versuchen benutzten Mineralien waren Thorianit, Thorit, Orangit und Monazit. Die Bestimmung des Prozentgehaltes an Thoriumoxyd wurde bei den einzelnen Mineralien in folgender Weise ausgeführt: das Thorianit wurde in konzentrierter Salpetersäure und das Thorit und Orangit in verdünnter Salzsäure aufgelöst. Die Lösungen wurden zur Trockenheit verdampft und die Rückstände erhitzt, um die Kieselerde unlöslich zu machen. Die Rückstände wurden hierauf mit konzentrierter Salzsäure angefeuchtet, kochendes Wasser hinzugefügt und nach kurzem Digerieren die unlöslichen Teile aus den Lösungen durch Filtrieren entfernt. Die Filtrate wurden dann wieder zur Trockenheit verdampft, die Rückstände mit einigen Tropfen Salzsäure und hierauf mit einer kleinen Menge Wasser behandelt und die auf diese Weise erzielten Lösungen filtriert, um Spuren von ausgeschiedener Kieselerde zu entfernen. Die Lösungen wurden abgekühlt und verdünnt und hierauf mit einem Überschuß von Schwefelwasserstoff behandelt, die niedergeschlagenen Sulfide abfiltriert, die Filtrate gekocht, um den Überschuß an Schwefelwasserstoff zu entfernen und in kochende Lösungen abgegossen, die einen beträchtlichen Überschuß an Oxalsäure enthielten. Die gemischten Lösungen ließ ich hierauf bei gewöhnlicher Temperatur stehen und sammelte nach Verlauf von 24 Stunden die Niederschläge von Oxalaten der seltenen Erden auf Filtern. Die Oxalate wurden in Nitrate überführt und der Überschuß an Salpetersäure aus der Lösung durch Verdampfen entfernt. Eine in der Kälte gesättigte Lösung von Ammoniumoxalat wurde dann hergestellt und hiervon einzelne Portionen mit einem beträchtlichen Überschuß an Salz über den zum Ausfallen aller seltenen Erden als Oxalate erforderlichen Betrag ausgemessen. Diese Portionen Ammoniumoxalatlösung wurden zum Kochen erhitzt und die verdünnten kochenden Lösungen der neutralen Nitrate der seltenen Erden bei fortwährendem Umrühren in sie hineingegossen. Die gemischten Lösungen wurden dann mit Wasser auf den doppelten Wert ihres Anfangsvolumens verdünnt und in der Kälte 48 Stunden lang stehen gelassen; dann wurden die zur Bildung gelangten Ausfällungen entfernt, in neutrale Nitrate umgewandelt und wiederum der Behandlung mit einem Überschuß von Ammoniumoxalat unterworfen. Die zweite Ausfällung an seltenen Erden ohne Thorium wurde abfiltriert und die beiden Ammoniumoxalatlösungen zusammengebracht, zum Kochen erhitzt und ein Überschuß an Salzsäure hinzugefügt. Hierauf ließ ich die Lösungen bei gewöhnlicher Temperatur 48 Stunden lang stehen, sammelte das ausgefällte Thoriumoxalat auf einem Filter und glühte es aus, um das Oxalat in Oxyd umzuwandeln.

Der fein pulverisierte Monazit wurde mit Schwefelsäure in einer Platinschale, das erhaltene Präparat mit Eiswasser und der unlösliche Teil wiederum mit Schwefelsäure behandelt. Nachdem ich den in eiskaltem Wasser löslichen Teil entfernt hatte, wurde die übrigbleibende unlösliche Masse zum dritten Male mit heißer Schwefelsäure behandelt; dann blieb ein Rückstand, der 3 Proz. des ursprünglichen Minerals ausmachte und der nicht mehr von Schwefelsäure angegriffen wurde. Die wässrigen Lösungen wurden zusammengetan und mit Ammoniak stark alkalinisch gemacht; der Niederschlag an Phosphaten wurde entfernt und nachdem die Sulfate ausgewaschen waren, in Salpetersäure aufgelöst. Die verdünnte salpetersaure Lösung wurde zum Sieden erhitzt und in eine siedende Lösung gegossen, die einen Überschuß von Oxalsäure enthielt. Nach 24 Stunden wurde die Oxalatausfällung entfernt, die Oxalate wurden in Chloride verwandelt und die Ausfällung seltener Erden in der Form von Oxalaten wiederholt. Der zweite Niederschlag von Oxalaten wurde in Chloride umgewandelt und zu der verdünnten siedenden Chloridlösung ein Überschuß von Natriumthiosulfat gefügt. Die Lösung wurde etwa 20 Minuten lang gekocht, bis man in dem Dampfe keinen Geruch von Schwefelsäure mehr entdecken konnte.

1) Jahrb. d. Radioaktivität **2**, 233, 1905.

Hierauf wurde der Niederschlag von der Lösung abgetrennt, mit warmer verdünnter Salzsäure behandelt, der Überschuß an Schwefel entfernt und nachdem der Überschuß an Salzsäure zum großen Teil mit Ammoniak neutralisiert worden war, die Behandlung mit Natriumthiosulfat wiederholt. Der zweite Niederschlag wurde sodann mit warmer verdünnter Salzsäure behandelt, die erhaltenen Chloride in die neutralen Nitrate umgewandelt und die Nitratlösung zweimal mit einem Überschuß an Ammoniumoxalat in derselben Weise behandelt, wie dies bei Thorit und Thorianit beschrieben worden ist. Das Thorium wurde schließlich in der Form von Oxyd ausgewogen. Die seltenen Erden wurden sämtlich aus den einzelnen Lösungen zurückgewonnen, die bei obiger Reihe von Prozessen erhalten worden waren und auf Ausscheidung von allem Thorium, das bei der ersten Behandlung hätte durchgeschlüpft sein können, nochmals behandelt. Hierbei wurde jedoch nur ein unerheblich kleiner Betrag von Thorium gewonnen. Die Schwefelrückstände aus den von dem Natriumthiosulfat gebildeten Niederschlägen wurden gleichfalls, allerdings mit negativen Ergebnissen, auf Spuren von Thoriumerde untersucht. Genau 10 Gramm Monazit wurden für die Analyse gewählt.

Das in allen Fällen schließlich erhaltene Thoriumoxyd war nach intensivem Ausglühen über der Gebläselampe vollkommen weiß. Der Prozentgehalt der Mineralien an Uran wurde bei Thorianit durch direkte Analyse bestimmt, die nach der von mir früher beschriebenen Methode ausgeführt wurde.[1]) Bei den anderen Mineralien und auch bei Thorianit wurde das vorhandene Uran indirekt durch Vergleich der in den Mineralien erzeugten Beträge Radiumemanation mit der Menge Emanation bestimmt, die an einer normalen, analysierten Uranitprobe erzeugt wurde.[2]) Bei Thorianit befanden sich die nach diesen beiden unabhängigen Methoden erzielten Ergebnisse in vorzüglicher Übereinstimmung.

Die Radioaktivität der Mineralien.

Die Radioaktivität der einzelnen Mineralien wurde nach einer Methode bestimmt, die der bereits von Mc Coy beschriebenen sehr ähnlich war.[3]) Die Mineralien wurden mit destilliertem Chloroform in einem Achatmörser zu einem feinen Pulver gestampft. In der Form einer dünnen Pasta mit Chloroform wurde das Pulver dann mit einem Kamelhaarpinsel auf eine dünne Aluminiumplatte aufgetragen. Die Aluminiumplatten waren 7,5 cm breit, 9 cm lang und annähernd 0,1 mm dick und wogen je ungefähr 2 Gramm. Nachdem das Chloroform verdampft war, war es möglich, mit beträchtlicher Genauigkeit die auf Rechnung des Films kommende Gewichtszunahme zu bestimmen. Um die Notwendigkeit zu vermeiden, mit Bezug auf die Absorption der Strahlen durch die Substanz selbst Korrektionen anzubringen[1]), wurden die Films sehr dünn gemacht; sie besaßen ein Gewicht von nur etwa 5 Milligramm Material auf einer Fläche von 60 qcm. Die auf Rechnung der Strahlenabsorption kommenden Fehler waren dann sehr gering und fielen innerhalb des Fehlerbereiches der anderen Messungen. Es wurde festgestellt, daß die Aktivitäten von Films von annähernd gleichem Gewicht, die aus demselben Material nach der obigen Methode hergestellt waren, sich in guter Übereinstimmung miteinander befanden und daß bei Films von bis 10 Milligramm Gewicht die Aktivitäten sehr angenähert proportional zu dem Gewicht der Substanz verliefen.

Die durch die Films erzeugte Ionisierung wurde in zwei verschiedenen Elektroskopen gemessen und zwar in einem kleineren mit einer Ionisierungskammer von 16 cm Länge, 9,5 cm Breite und 7 cm Höhe mit einer geladenen Platte von 13 cm Länge und 5 cm Breite, die 3,5 cm von dem Boden entfernt aufgehängt war und einem größeren Elektroskop mit einer Ionisierungskammer von 15 zu 19 cm Durchmesser und 14 cm Höhe, mit einer kreisförmigen Platte von 7,5 cm Durchmesser in einer Entfernung von 9,5 cm vom Boden. Die Elektroskope sind in der nächstfolgenden Arbeit (Seite 490) genau beschrieben.

Die Berechnung der Thoriumaktivität.

Nach dem Gewicht des in einem gegebenen Film enthaltenen Minerals und der entsprechenden im Elektroskop gemessenen Aktivität ist es ein leichtes, die Aktivität von einem Gramm des Minerals als Funktion des Fallens des Goldblattes in Skalenteilen pro Minute zu berechnen. Mc Coy[2]) hat festgestellt, daß bei Uranmineralien, die kein Thorium enthalten, die gesamte Aktivität direkt proportional zu der Menge des vorhandenen Urans ist und die vom Verfasser an einer Reihe von Uranmineralien angestellten Versuche haben zu einer ähnlichen Schlußfolgerung geführt, vorausgesetzt, daß man Korrektionen in bezug auf den Betrag der Radiumemanation anbringt, die aus den Mineralien entweichen, wenn diese sich in fein gepulvertem Zustande befinden. Deswegen be-

1) Boltwood, Phil. Mag. (6) 9, 603, 1905.
2) Boltwood, loc. cit.
3) Journ. Am. Chem. Soc. 27, 391, 1905; Phil. Mag. (6) 11, 176, 1906.

1) Mc Coy, loc. cit.
2) Phil. Mag. (6) 11, 176, 1906.

stehen zwei Methoden zur Berechnung der durch Thorium verursachten Aktivität bei einer Reihe von Mineralien, die sowohl Thorium als auch Uran enthalten. Die eine dieser Methoden besteht darin, daß man nach der Messung eines nur Uran enthaltenden Minerals die Aktivität bestimmt, die einem Gramm Uran mit seinen aktiven Zerfallsprodukten entspricht. Wenn man diese Werte kennt, so ist es ein leichtes, von der Aktivität eines Uranthoriumminerals von bekannter Zusammensetzung den Teil der Aktivität abzuziehen, der auf Rechnung von Uran und Zerfallsprodukten kommt. Wenn keine anderen radioaktiven Körper als Thorium zugegen sind, so kommt die übrige Aktivität nur auf Rechnung von Thorium und seinen Produkten, und wenn man diese durch das in Grammen ausgedrückte Gewicht des vorhandenen Thoriums dividiert, so erhält man die Aktivität des Thoriums pro Gramm. Die andere Methode zur Berechnung der Aktivität von Thorium besteht darin, daß man nach algebraischen Methoden die Gleichung löst, die man durch die Ausmessung zweier oder mehrerer verschiedener Thoriumuranmineralien erhält; diese Gleichungen besitzen die Form

$$a\,U + b\,Th = C,$$

woselbst a das in einem Gramm des Minerals vorhandene Gewicht an Uran, b das in der gleichen Menge enthaltene Thoriumgewicht und C die gesamte Aktivität von einem Gramm des Minerals ist. Diese zweite Methode ist nur anwendbar, wenn die Aktivität von Thorium konstant ist.

Die in vorliegender Arbeit angegebenen Resultate wurden nach der ersten Methode berechnet. Die einem Gramm Uran und Zerfallsprodukten in einem Mineral entsprechende Aktivität, das seine gesamte Radiumemanation noch besitzt, wurde für beide Elektroskope[1]) bestimmt; der Teil der Aktivität der Thoriummineralien, der auf Rechnung des Urans kommt, wurde abgezogen und der Rest durch das Gewicht des Thoriumoxyds pro Gramm Mineral dividiert. Die auf diese Weise erhaltene Zahl stellte die Aktivität eines Gramms Thorium in den Mineralien dar. Die gesamten erzielten Resultate sind in der folgenden Tabelle (Tabelle I) gegeben. Die Aktivitäten sind als Funktionen des Zusammenfallens des Goldblattes in Skalenteilen pro Minute angegeben. Die in gewöhnlichen Typen gedruckten Zahlen beziehen sich auf die Messungen mit dem kleineren Elektroskop und die in Fettdruck auf die an dem größeren Elektroskop ausgeführten. (Siehe Tabelle I.)

Aus den in der letzten Spalte gegebenen Zahlen ist zu ersehen, daß die Aktivität eines Gramms Thoriumoxyd bei den vier verschiedenen Mineralien um weniger als 1 Proz. variierte, wenn sie mit dem kleineren Elektroskop bestimmt wurde und um nicht mehr als 2 Proz. von dem Durchschnittswert abwich, wenn sie in dem größeren Elektroskop untersucht wurde. Diese Abweichung liegt innerhalb der Fehlergrenzen der einzelnen Messungen.

Es ist daher augenscheinlich, daß bei den vier untersuchten Mineralien die Aktivität des Thoriums pro Gramm oder, wie wir sie nennen wollen, die spezifische Thoriumaktivität konstant war. Der Unterschied gegenüber der spezifischen Aktivität, die an dem kleineren Elektroskop bestimmt wurde, rührt zum Teil von der größeren Empfindlichkeit des größeren Instruments und zum Teil von dem Umstand her, daß man in dem größeren Ionisierungsgefäß eine vollkommenere Ionisierung erzielen konnte, als in dem kleineren. Bei dem kleineren Elektroskop wird ein Teil der α-Teilchen von größerer Reichweite durch die Wände und die geladene Platte aufgehalten, bevor sie das Ende ihres freies Weges in Luft erreichen; deswegen ist auch nicht die maximale Ionisierung erzielt. Dies geht aus dem Werte des Verhältnisses der Aktivitäten der Films in dem kleineren Elektroskop zu den Aktivitäten derselben Films in dem größeren Elektroskop hervor; dieser Wert betrug bei den Thoriummineralien annähernd 1,8, während dasselbe Verhältnis bei einem Film von reinem Uranoxyd nur 1,6 aus-

1) Die experimentelle Bestimmung dieses Faktors soll in einer späteren Arbeit beschrieben werden.

Tabelle I.

Mineral	Prozentgehalt an Uran	Prozentgehalt an ThO_2	Aktivität pro Gramm des Minerals			
			Gesamtbetrag	Auf Rechnung von Uran	Auf Rechnung von Thorium	Aktivität pro Gramm ThO_2
Thorianit, Ceylon	11,2	78,8	85 **153**	35 **59**	50 **93**	63 **118**
Thorit, Norwegen	0,4	52,0	34 **62**	1 **2**	33 **60**	63 **115**
Orangit, Norwegen . . .	9,4	51,1	63 **108**	30 **50**	33 **58**	64 **114**
Monazit, N. Carolina . . .	0,35	4,66	4,1 **7,1**	1,1 **1,8**	3,0 **5,3**	64 **113**

machte. Dies weist darauf hin, daß die durchschnittliche Reichweite der α-Teilchen des Thoriums größer als die Durchschnittsreichweite der α-Teilchen von Uran ist.

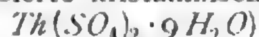
Die Radioaktivität von Thoriumsalzen.

Um festzustellen, ob die Aktivität von Thoriumsalzen, die aus verschiedenen Mineralien nach verschiedenen Methoden ausgeschieden worden waren, pro Gramm Thorium dieselbe wie die spezifische Aktivität des in den Mineralien enthaltenen Thoriums war, wurden folgende Salze untersucht:

1. Eine etwa 18 Gramm betragende Portion reinen Thoriumoxyds, die durch Behandlung einer Quantität alter abgenutzter Gasglühlichtstrümpfe von verschiedener Herkunft erhalten worden war. Der Staub der Glühstrümpfe war mit Schwefelsäure behandelt worden, um die Erden in Sulfate umzuwandeln und die Sulfate in verdünnter Lösung waren mit Oxalsäure als Oxalate ausgefällt worden. Das Thorium der Oxalate wurde dann durch Auskochen mit einer starken Lösung Ammoniumoxalat ausgezogen, die Lösung bedeutend verdünnt und hierauf in der Kälte 48 Stunden lang stehen gelassen. Dann wurden die unlöslichen Oxalate abfiltriert. Das Thorium wurde aus dem Filtrat durch Zufügung von Salzsäure zur kochenden Lösung als Oxalat ausgefallt und das Oxalat durch intensives Ausglühen über der Gebläseflamme in Oxyd umgewandelt. Das so erhaltene Oxyd war rein weiß.

2. Eine Portion von einer Menge (1 Kilo) Thoriumnitrat, welche ich von der Welsbach Light Co. erhalten hatte. Einige Gramm dieses Nitrats wurden in Wasser aufgelöst und das Thorium als Hydroxyd ausgefällt, das dann durch intensives Ausglühen über der Gebläseflamme in Oxyd umgewandelt wurde. Das Nitrat war von der Welsbach Co. nach ihrem gewöhnlichen Verfahren aus North Carolina-Monazitsand hergestellt worden.

3. Thoriumoxyd, hergestellt aus demselben Material wie Nr. 2. Ein Teil des Nitrats wurde in das hydratisierte kristallinische Sulfat



$$Th(SO_4)_2 \cdot 9\,H_2O$$

umgewandelt. Einige kleine vollkommen klare Kristalle wurden ausgewählt und durch starkes Ausglühen über der Gebläseflamme in Oxyd umgewandelt.

4. Ein Teil des unter 2. erwähnten Nitrats wurde in Sulfat ohne Wassergehalt umgewandelt, die Lösung des Sulfats in kaltem Wasser erwärmt und eine gewisse Menge des sogenannten „basischen" Thoriumsulfats ausgeschieden. Diese wurde dann auf hohe Temperatur ausgeglüht, um das Oxyd darzustellen.

5. Thoriumoxyd, das aus Thorianit nach der analytischen Methode hergestellt war, die ich an früherer Stelle in vorliegender Arbeit beschrieben habe. Das Mineral war zunächst in konzentrierter Salpetersäure aufgelöst worden.

6. Thoriumoxyd, das aus Thorianit dargestellt worden war. Das Mineral war durch Schmelzen mit Natriumbisulfat zersetzt worden; die Thoriumsalze waren durch Umwandeln in das doppelte Ammoniumoxalat wie bei Nr. 5 gereinigt worden.

7. Thoriumoxyd, erhalten aus North Carolina-Monazit nach dem bei der Analyse des Minerals beschriebenen Verfahren.

8. Thoriumoxyd, geliefert von Herrn H. S. Miner, Chemiker der Welsbach Light Co.; wie besagter Herr angab, war es von ihm aus Monazitsand nach den gewöhnlichen analytischen Methoden dargestellt worden, bei denen das Thorium aus den anderen seltenen Erden durch wiederholtes Ausfällen mit Natriumthiosulfat ausgeschieden wird.

Alle hier erwähnten Oxydproben waren wenigstens einen Monat vor dem Zeitpunkte der Vornahme der in der Tabelle angegebenen Messungen hergestellt worden. Alle waren bei ihrer Herstellung der höchsten Temperatur der Gebläseflamme ausgesetzt worden.

Tabelle II.

No.	Herkunft des Oxyds	Aktivität pro Gramm Oxyd	
		Kleines Elektroskop	Großes Elektroskop
1	Glühstrumpfstaub . .	28	50
2	Welsbach-Nitrat . .	23	41
3	" . .	26	46
4	" . .	28	49
5	Thorianit	75	124
6	"	66	116
7	N. C.-Monazit	63	113
8	Minersches Oxyd . .	62	110

Die Aktivitäten der Oxyde wurden an dünnen Films in genau gleicher Weise wie die Aktivitäten der Mineralien bestimmt.

Von Wichtigkeit ist es, den Umstand zu erwähnen, daß die Frage des Ausstrahlungsvermögens sowohl der natürlichen Mineralien als der hier beschriebenen ausgeschiedenen Thoriumoxyde sorgfältig berücksichtigt worden war. Die Mineralien waren ganz besonders wegen ihres unbedeutenden Emanationsvermögens sowohl in bezug auf Radium als in bezug auf Thoriumemanation gewählt worden; im Höchstfalle betrug dieses nicht mehr als 1 Proz. Rutherford[1]) hat dargetan, daß das Emanationsvermögen gewöhnlicher Thoriumerde durch Erhitzen der Substanz auf Weißglut bedeutend vermindert wird. Die bei vorliegender Untersuchung zur Verwendung kommenden Oxyde wurden sämtlich in einem Platintiegel

1) Diese Zeitschr. 2, 429, 1901.

auf die höchste Glut der Gebläseflamme erhitzt. Mehrere Hundert mal so große Mengen als die Gewichte der benutzten Films wurden auf ihre Emanation untersucht, indem ich sie 24 Stunden lang in einem geschlossenen Gefäß mit einer negativen, auf etwa 400 Volt geladenen Platte in einer Entfernung von etwa einem Zentimeter über ihnen anbrachte. Die Platte wurde hierauf im Elektroskop untersucht, aber kein Beweis für einen aktiven Niederschlag erhalten. Die Oxyde waren daher durchaus emanationslos.

Besprechung der Ergebnisse.

Die nach den Messungen der Aktivität der ausgeschiedenen Thoriumoxyde erhaltenen Ergebnisse weisen auf eine Anzahl interessanter Umstände mit Bezug auf die Aktivität des Thoriums hin. Die aus den käuflichen Thoriumsalzen Nr. 1—4 erhaltenen Oxyde waren gleichmäßig ungefähr die Hälfte aktiv wie die aus den natürlichen Thoriummineralien ausgeschiedenen oder in ihnen enthaltenen Oxyde. Da die Quelle der käuflichen Thoriumsalze Monazitsand ist und da bewiesen ist, daß das Thorium in diesem Mineral und in den aus ihm nach gewissen näher angegebenen analytischen Methoden hergestellten Salzen von normaler Aktivität ist, so ist es einleuchtend, daß die chemische Behandlung, der die käuflichen Salze unterworfen wurden, die Abscheidung von etwa der Hälfte ihrer radioaktiven Bestandteile zur Folge hat. Wenn man annimmt, daß die Aktivität der Thoriumsalze auf Rechnung des Vorhandenseins von Radiothorium und seinen Zerfallsprodukten kommt, so muß man annehmen, daß bei den Salzen von niedrigerer Aktivität ungefähr die Hälfte des gesamten in dem Mineral vorhandenen Radiothoriums aus diesen Salzen ausgeschieden worden ist. Nach den von Hahn[1]) gegebenen Daten sollte man annehmen, daß bei der Abscheidungsmethode, nach der sein Radiothorium erhalten worden war, nicht mehr als höchstens 2 Proz. des gesamten Radiothoriums aus dem Mineral ausgeschieden worden war. Das industrielle Verfahren der Herstellung reiner Thoriumsalze ist daher weit wirksamer in bezug auf die Abscheidung von Radiothorium.[2])

Der Umstand, daß die spezifische Aktivität des in den Mineralien vorhandenen Thoriums sich konstant erwies, stützt ganz erheblich die Theorie, daß Radiothorium ein Zerfallsprodukt gewöhnlichen Thoriums ist. Es dürfte ganz unmöglich sein, die Übereinstimmung nach irgendeiner anderen Annahme zu erklären.

1) Loc. cit.

2) Mehrere Pfunde der nach der Behandlung von Monazit mit konzentrierter Schwefelsäure erzielten Rückstände waren mir in liebenswürdiger Weise von der Welsbach Light Company zur Verfügung gestellt worden. Diese Rückstände wurden auf das Vorhandensein von Radium und Radiothorium hin untersucht, in bezug auf beide Substanzen aber so ziemlich negative Ergebnisse erzielt. Die in den Rückständen zurückbleibenden Mengen dieser Elemente können daher höchstens einen Bruchteil eines Prozents der in dem ursprünglichen Mineral enthaltenen Mengen ausgemacht haben.

Die in vorliegender Arbeit angegebenen Daten haben auch unmittelbare Bedeutung für die von Hofmann und Zerban[1]) gemachte Behauptung, daß die Aktivität des in einem Mineral enthaltenen Thoriums von der in diesem vorhandenen Menge Uran abhängig ist. Es besteht eine erhebliche Verschiedenheit in bezug auf den Urangehalt der beiden Mineralien Thorianit und Thorit; ersteres enthält nämlich fast 18 mal mehr Uran pro Gramm Thoriumerde als letzteres; wie aber in der Tabelle angegeben, ist die spezifische Aktivität des Thoriums bei beiden Mineralien dieselbe. Dies gilt auch für das Thorium im Orangit und Thorit. Von Interesse ist es, zu erwähnen, daß Herr Dr. Zerban so liebenswürdig war, dem Verfasser eine Probe von 100 Gramm Gadolinit aus Saetersdalen, Norwegen, zu schicken, das dem von Hofmann und Zerban untersuchten gleichen soll. Das Mineral war schwach, aber doch durchaus meßbar radioaktiv, entsandte kleine Mengen Radiumemanation (die etwa 0,01 Proz. Uran entsprachen), wenn es in der Säure aufgelöst wurde, und bei weiterer Bearbeitung lieferte es eine kleine Menge Thoriumoxyd von annähernd normaler Aktivität. Dieselben Ergebnisse wurden an Gadolinit aus Llano County, Texas, und an derselben Art Mineral aus Ytterby, Schweden, erzielt. Bei den veröffentlichten Schriften von Hofmann und Zerban weist nichts darauf hin, daß dem Aktinium der Mineralien, an denen Untersuchungen angestellt wurden, irgendwie Rechnung getragen worden wäre. Dieses radioaktive Element begleitet stets das ausgeschiedene Thorium und bei dem aus Mineralien mit viel Uran- und wenig Thoriumgehalt abgeschiedenen Thoriumoxyd kann die auf Rechnung des Aktiniums kommende Aktivität weit größer als die durch das vorhandene Thorium erzeugte sein. So zeigt es sich z. B., daß die aus einer Probe North Carolina Uraninit ausgeschiedene Thoriumerde, die 1,5 Proz. ThO_2 und 68 Proz. Uran enthielt, 40 Tage nach ihrer Ausscheidung eine Aktivität besaß, die bei der Messung an dem kleineren Elektroskop mehr als als 550 Teilstriche pro Minute oder fast die zehnfache normale Aktivität betrug. Eine Lösung von 10 Gramm von diesem Mineral wurde jedoch von Herrn Dadourian untersucht, der die Methode der induzierten Aktivität (siehe Seite 453 dieser Zeitschrift) zur Bestimmung der Aktivität

1) Loc. cit.

von aufgelöstem Thorium benutzte; die auf diese Weise bestimmte Thoriumaktivität zeigte sich normal. Alle zurzeit zu Gebote stehenden Angaben weisen auf die Schlußfolgerungen hin, daß die in dem radioaktiven Mineral vorhandene Menge Aktinium zu der in demselben Mineral enthaltenen Uranmenge proportional ist; die Meinung des Verfassers ist die, daß die von Hofmann und Zerban erzielten Ergebnisse diese Schlußfolgerung einfach stützen und keinerlei unmittelbare Bedeutung für die Frage der Aktivität von Thorium und Thoriumverbindungen besitzen. In der Tabelle auf Seite 486 dieser Zeitschrift (Tabelle II) ist der hohe, für die Aktivität des aus Thorianit Nr. 5 abgeschiedenen Thoriumoxyds erhaltene Wert zweifellos dem Vorhandensein von Aktinium in der Verbindung zuzuschreiben. Bei dem Oxyd Nr. 6 war der größte Teil des Aktiniums aus dem Thorium bei einem Stadium der chemischen Behandlung abgeschieden worden.

Von Wichtigkeit ist es, einen gewissen Umstand in bezug auf die chemischen Eigenschaften von Radiothorium zu erwähnen. Besonderen Nachdruck hat Ramsay[1]) auf die Behauptung gelegt, daß das Oxalat von Radiothorium in einem Überschuß von Ammoniumoxalat unlöslich ist. Es ist schon von Frau Curie[2]) darauf hingewiesen worden, daß die chemischen Eigenschaften eines radioaktiven Elementes sich nicht mit Sicherheit aus den Versuchen bestimmen lassen, die an einem Gemisch einer kleinen Menge des aktiven Elementes mit sehr großen Beträgen einer neutralen Substanz ausgeführt werden. Der Verfasser hat dies besonders bei Aktinium bestätigt gefunden, das dann, wenn es aus einem Thorium und andere seltene Erden enthaltenden Mineral abgeschieden wird, das Thorium bei den aufeinanderfolgenden chemischen Prozessen, auch bei der Gewinnung des Thoriumoxalats aus einer Mischung von Oxalaten seltener Erden durch eine Ammoniumoxalatlösung beständig begleitet, das aber dann, wenn es (als „Emanium") aus einem Mineral ohne Thoriumgehalt ausgeschieden wird, das Lanthan ebenso hartnäckig begleitet, wenn dieses Element in dem ursprünglichen Mineral zugegen ist oder seiner Lösung zugefügt wird und daß es ungelöst bleibt, wenn das Lanthanoxalat mit einer kochenden Ammoniumoxalatlösung behandelt wird. Ähnliche Verhältnisse scheinen für Radiothorium zu gelten; wenn es von Thorium begleitet wird, ist sein Oxalat in einer Lösung von Ammoniumoxalat leicht löslich. Die Unlöslichkeit des Radiothoriums in dem von Ramsay beschriebenen thoriumfreien Präparat kann durchaus nicht in der Weise gedeutet werden, als ob es für sein chemisches Verhalten in völlig reinem Zustande bezeichnend wäre. In diesen Fällen haben wir es wahrscheinlich mit einer eigenartigen besonderen Art chemischer Mitnahme zu tun, die von den gewöhnlichen Lösungs- und Fällungsprozessen durchaus verschieden ist.

Es ist ein sehr glücklicher Umstand, daß während der Ausführung der in vorliegender Arbeit beschriebenen Untersuchungen und noch vor dem Erzielen irgendwelcher endgültiger Schlußfolgerungen eine Untersuchung der radioaktiven Eigenschaften von Thorium ganz unabhängig seitens des Herrn Dadourian unternommen worden war, der nunmehr seine Ergebnisse in einer in der letzten Nummer dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeit vorlegt. Herr Dadourian hat eine Methode benutzt, die von der des Verfassers durchaus verschieden ist und die auf der Messung der Aktivität des auf einer negativ geladenen Platte gebildeten Niederschlags basiert war, die den Emanationen von Lösungen von Thoriumsalzen und Mineralien ausgesetzt wurde. Die erwiesene Übereinstimmung der nach den beiden voneinander unabhängigen Methoden erzielten Ergebnisse ist sicherlich auffällig und dürfte die in der Sache erzielten Schlußfolgerungen bekräftigen. Das Thoriumnitrat aus Thorianit, das von Herrn Dadourian benutzt wurde, war aus dem Thoriumoxyd Nr. 6 hergestellt worden, das auf Seite 486 dieser Arbeit erwähnt wird; das Thoriumnitrat aus North Carolina-Monazit war aus dem in dieser Liste mit Nr. 7 bezeichneten Thoriumoxyd dargestellt worden. Der Umstand, daß die Werte des Herrn Dadourian für die Thoriumaktivitäten dieser beiden Präparate ganz unabhängig von jedwedem etwa vorhandenen Aktinium oder Radium sind, macht diese sowie die Werte, die er für andere Thoriumpräparate erzielt hat, ganz besonders bedeutungsvoll. Die Übereinstimmung zwischen den von uns beiden erzielten Ergebnisse dürfte die Hahnsche[1]) Vermutung bekräftigen, daß der Zerfall von Thorium selbst ohne Strahlung erfolgt.

Es macht mir großes Vergnügen, der Welsbach Light Company und besonders ihrem Chemiker, Herrn H. S. Miner, meine Dankbarkeit für die große Freundlichkeit und Bereitwilligkeit zu bezeugen, mit der die Herren mir den größten Teil der bei vorliegenden Versuchen benutzten Mineralien zur Verfügung gestellt haben. Ihre unveränderliche Liebenswürdigkeit und Zuvorkommenheit weiß ich sehr wohl zu schätzen.

1) Journ. de Chim. Phys. **3**, 617, 1905.
2) Compt. rend. **132**, 273, 1906.

1) Loc. cit.

Schlußfolgerungen.

1. Die spezifische Aktivität von Thorium mit seinen Gleichgewichtsmengen an Zerfallsprodukten ist konstant.

2. Radiothorium ist ein Zerfallsprodukt von gewöhnlichem Thorium.

3. Gewisse von den gewöhnlichen käuflichen Thoriumsalzen enthalten nur etwa die Hälfte der Gleichgewichtsmenge Radiothorium, die dem vorhandenen Thorium entspricht.

4. Die von Thorium bei seinem Zerfall und der Bildung von Radiothorium erfahrene Veränderung ist wahrscheinlich strahlenlos.

New Haven, Conn., April 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 23. Mai 1906.)

Die Radioaktivität von Radiumsalzen.[1])

Von Bertram B. Boltwood.

Die Beziehung zwischen der α-Strahlen-Aktivität eines Radiumsalzes, aus dem alle Emanation sowie die entsprechenden aktiven Zerfallprodukte entfernt sind, und der α-Strahlen-Aktivität desselben Salzes, wenn die gesamte, dem Gleichgewicht entsprechende Menge von Emanation und aktiven Produkten noch vorhanden ist, ist allem Anscheine nach noch nicht mit irgendwelcher Genauigkeit bestimmt worden. Frau Curie zufolge[2]) ist die maximale Aktivität, die feste Radiumsalze nach mehreren Monaten erreichen, 5—6mal größer als die, die sie unmittelbar nach ihrer Abscheidung aus einer Lösung besitzen. An anderer Stelle ist in demselben Werk (Seite 116) angegeben, daß wenn eine Probe von Radiumbaryumchlorid zur Rotglut erhitzt wurde, die schließliche Maximalaktivität ungefähr 1,5 mal so groß war wie die von demselben Salz in normaler kristallinischer Form erreichte, während bei einem ähnlichen Präparat, das mehrere Stunden lang bis zum Schmelzen erhitzt worden war, die schließliche Aktivität einen mehr als 2 mal größeren Wert erreichte als die, die das Salz in der aus einer Lösung ausgeschiedenen Form zuletzt erreichte. Bei Radium-Baryum-Chlorid, das mehrere Stunden lang auf Kirschrotglut erhitzt worden war, war die Aktivität des Salzes unmittelbar nach der Erwärmung nur 16,2 Proz. der Aktivität desselben Salzes, wenn man dieses 75 Tage später untersuchte (Seite 117).

Rutherford und Soddy[1]) haben gleichfalls die Zunahme der Aktivität eines festen Radiumsalzes in Form eines dünnen Films bestimmt, wie man diesen durch die Verdampfung einer Lösung erhält, aus der die ganze Emanation entfernt ist. Die Aktivität des frisch hergestellten Rückstandes dieser Lösung betrug 25 Proz. der Aktivität, die derselbe Rückstand 21 Tage später besaß.

Bei keiner der erwähnten Arbeiten sind die Versuchsbedingungen erwiesenermaßen derart, daß das Entweichen eines Teiles der Emanation aus dem untersuchten Material ausgeschlossen wäre; auch bieten sie keine Angaben über den Betrag der gesamten Emanation, die von der festen Radiumverbindung zurückgehalten wurde. Die von dem Verfasser an Uran-Mineralien ausgeführten Versuche[2]) haben aber die Möglichkeit erwiesen, daß derartige Radiumverbindungen bei gewöhnlicher Temperatur sehr beträchtliche Beträge der in ihrem Innern erzeugten Radiumemanation verlieren.

Da der numerische Wert des Verhältnisses der Radiumaktivität selbst zu der Aktivität der Zerfallprodukte des Radiums von erheblicher Bedeutung ist, und da ferner eine Kenntnis des Wertes dieses Verhältnisses für die Auslegung anderer verwickelterer Beziehungen wesentlich war, so wurden die im folgenden beschriebenen Versuche unternommen, um die relative α-Strahlen-Aktivität von Radiumsalzen, aus denen jede Emanation entfernt, und ebenso auch die Aktivität derselben Salze zu bestimmen, wenn die gesamte Gleichgewichtsmenge Radiumemanation in ihrem Innern enthalten war.

Die Aktivität der Salze.

Das zur Verwendung kommende Radiumbaryumchlorid-Präparat, das eine Aktivität von nicht mehr als der 100fachen Uranaktivität besaß, war etwa ein halbes Jahr vorher durch chemische Prozesse und wiederholtes Umkristallisieren des Chlorids hergestellt worden, wobei nicht so sehr darauf abgezielt wurde, ein stark aktives Material zu erhalten, als vielmehr alles Aktinium und Polonium abzuscheiden, das etwa in dem Rohmaterial vorhanden sein könnte. Einige wenige Milligramm dieses Salzes wurden in 250 ccm destillierten Wassers aufgelöst, zu dem man einige Tropfen verdünnter Salzsäure hinzugefügt hatte. Von dieser Lösung wurden genau 10 ccm vermittels einer Normalpipette in eine Glasbirne eingeführt; die Lösung wurde auf etwa 100 ccm mit Wasser verdünnt und die Glocke durch Zuschmelzen geschlossen. Etwa zwei Monate darnach wurden die Emanation und andere in

1) Die allgemeinen Ergebnisse und Schlußfolgerungen, die ich in dieser Arbeit erzielt habe, wurden bei einer Versammlung der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft vorgelegt, die zu New York am 24. Februar 1906 stattfand.

2) „Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen," Übersetzt von W. Kaufmann. Braunschweig 1904, Seite 32.

1) Phil. Mag. (6) 5, 445, 1903.

2) Ibid. (6) 9, 599, 1905.

der Lösung enthaltenen Gase durch Auskochen entfernt und in ein luftdichtes Elektroskop eingebracht. Der nach drei Stunden erfolgte Ladungsverlust (erkenntlich an dem Fallen des Goldblatts) betrug 4,60 Skalenteile in der Minute. Dies entsprach einer in der Lösung in der Glocke enthaltenen Radiummenge von $8,5 \times 10^{-6}$ Milligramm oder einem Gehalt von $8,5 \times 10^{-7}$ Milligramm Radium in 1 ccm der ursprünglichen Lösung.

Eine Anzahl sehr dünner Films von Radiumsalz wurden hierauf in der Weise hergestellt, daß man 10 ccm der Normallösung in einzelnen flachen Glasschalen von 50 mm Durchmesser und 9 mm Tiefe langsam zur Trockenheit verdampfen ließ. Die für die Verdampfung erforderliche Zeit betrug etwa drei Stunden; das Salz setzte sich in ziemlich gleichmäßiger und außerordentlich dünner Schicht am Boden der Schale ab. Die frisch hergestellten Films wurden in ein Elektroskop eingebracht und ihre Aktivität gemessen.

Das Elektroskop, in dem die festen Körper zur Messung gelangten, bestand aus einem Ionisierungsgefäß aus Blech von 14 cm Höhe, kreisförmigem Querschnitt, 15 cm Durchmesser oben und unten und 19 cm Durchmesser an einem Punkte mitten zwischen der Ober- und Unterseite. Eine kreisförmige Aluminiumplatte von 7,5 cm Durchmesser hing 9,5 cm von dem Boden entfernt an einem senkrechten isolierten Messingstab, der durch die Oberseite des Ionisierungsgefaßes hindurchging und ein kleines Goldblatt an seinem Oberende trug. Dieses Goldblatt war von einem mit kleinen Glimmerfenstern versehenen Metallkasten umgeben. Die isolierte Platte konnte nach Belieben auf ein Potential von ungefähr 400 Volt vermittels einer kleinen Akkumulatorenbatterie geladen werden; die Ladungsabnahme der Platte wurde durch das Fallen des Goldblattes bestimmt, das man durch ein Mikroskop mit einer durchsichtigen Skala im Okular beobachtete. Die untere Hälfte der Ionisierungskammer konnte um einen Zapfen nach der einen Seite gedreht werden, ohne daß man irgendeinen anderen Teil des Instrumentes störend beeinflußte; die Schalen mit den Versuchssubstanzen konnten daher auf dem Boden der Ionisierungskammer angebracht werden. In der normalen, geschlossenen Stellung der Ionisierungskammer wurde der Boden durch drei kleine Federklammern festgehalten. Der gesamte Metallkasten des Elektroskops wurde mit der Erde elektrisch verbunden; ebenso der positive Pol der Batterie. Die isolierte Platte wurde bei allen Versuchen negativ geladen.

Nachdem die anfängliche Aktivität der Films bestimmt worden war, wurden diese in einer luftdichten Glocke über frischer, konzentrierter Schwefelsäure angebracht und in dieser Trockenatmosphäre während der Zwischenpausen zwischen den einzelnen Messungen belassen. Die Versuche wurden während der Wintermonate in einem mit Dampf geheizten Gebäude ausgeführt; Messungen wurden nur an klaren, kalten Tagen vorgenommen, wenn die Atmosphäre im Laboratorium einen Minimalbetrag von Feuchtigkeit enthielt. Wenn ein Versuch angestellt werden sollte, wurde die Schale mit dem Film aus der Glocke entfernt, unmittelbar in das Elektroskop eingebracht und die Messungen so schnell wie möglich ausgeführt. Die Schale wurde hierauf in die Glocke zurückgebracht und eine andere aus ihr herausgenommen und gemessen.

Die ursprünglichen Aktivitäten der einzelnen Films und ihre Aktivitäten nach dem Verlauf der angegebenen Zeitintervalle sind in der folgenden Tabelle als Funktion des Fallens des Goldblattes in Skalenteilen pro Minute angegeben. Die Ablesungen wurden in jedem einzelnen Falle von dem natürlichen Luftladungsverluste des Instrumentes korrigiert, der im Durchschnitt 0,038 Teilstriche in der Minute betrug.

Tabelle I.

Film No.	Anfängliche Aktivität	Aktivität nach 3 Tagen 22 Stunden	Aktivität nach
1	1,14	3,02	
		12 Tagen	31 Tagen
2	1,20	4,84	5,21
		17 Tagen	
3	1,12	4,60	

Als die letzte in der Tabelle angegebene Messung ausgeführt wurde, setzte ich die Schale mit dem Film schnell auf den Boden eines kleinen Kupfergefäßes von etwa 300 ccm Inhalt. Dieser Behälter wurde mit einem festsitzenden Deckel verschlossen, der mit zwei Öffnungen versehen war, an welche Glasröhren angeschlossen waren. Die eine dieser Röhren wurde mit einem kurzen Stück Gummischlauch, das mittels eines Quetschhahnes verschließbar war, an den Reichardtschen Apparat[1]) angeschlossen; durch die andere Röhre, die etwa bis auf den Boden des Behälters reichte, wurde ungefähr die Hälfte der Luft durch Saugen entfernt. Ungefähr 150 ccm warmen Wassers mit ein wenig Salzsäure wurden durch die Röhre eingebracht und diese hierauf mit einer Flasche kochendem Wasser verbunden. Alsdann wurde ein Dampfstrom durch das Gefäß hindurchgeschickt und die ausgetriebenen Gase in dem Reichardtschen Apparat gesammelt. Nach einem etwa 15 Minuten andauerndem Dampfdurchgang wurden die angesammelten Gase in

1) Phil. Mag. **18**, 379, 1904.

das luftdichte Elektroskop eingebracht. Die Aktivität der aus den Films erhaltenen Emanationen ist in folgender Tabelle (Tabelle II) als Funktion des Fallens des Goldblattes in Teilstrichen pro Minute angegeben. Der prozentuale Betrag der in jedem Film vorhandenen Gesamtemanation wurde berechnet, indem man den beobachteten Abfall durch den Abfall dividierte, den die gesamte Gleichgewichtsmenge Emanation verursachte, die dem in dem Film vorhandenen Radiumbetrage entsprach (4,60 Teilstriche in der Minute):

Tabelle II.

Film No	Beobachteter Abfall	Prozentualbetrag der vorhandenen Emanation
1	1,65	35,9
2	3,29	71,5
3	3,07	66,5

Da man den Zeitraum kennt, der von dem Augenblick der vollständigen Entfernung der Emanation aus dem Salz[1]) bis zu dem Zeitpunkt verstrichen war, zu dem die in dem Film zurückbleibende Emanation entfernt und gemessen wurde, kann man berechnen, welcher Betrag der aus dem Radium gebildeten Emanation von dem festen Salz wirklich zurückgehalten worden ist. In der untenstehenden Tabelle (Tabelle III) ist der prozentuale Betrag der gesamten in den einzelnen Films enthaltenen Emanation in der ersten Spalte gegeben; der prozentuale Betrag der gesamten Emanation, der nach Verlauf der angegebenen Zeit gefunden worden sein würde, wenn keine Emanation entwichen wäre, ist in der zweiten Spalte und das Verhältnis dieser beiden Beträge oder der Prozentualbetrag der gebildeten Emanation, die von dem Film zurückbehalten worden ist, in der dritten Spalte angegeben:

Tabelle III.

Film No.	1.	2.	3.
1	35,9 Proz.	50 Proz.	71,8 Proz.
2	71,5 „	100 „	71,5 „
3	66,5 „	95 „	70,0 „

Aus diesen Zahlen geht hervor, daß bei den benutzten Films das Radiumsalz nur 70—71,8 Proz. der gesamten in ihrem Innern gebildeten Radiumemanation zurückbehielt.

1) Ein frisch hergestellter Film wurde derselben Behandlung wie die älteren Films unterzogen und die vollständige Abwesenheit von Emanation bei den frischen Films durch den Versuch in überzeugender Weise dargetan.

Da die Zunahme der Aktivität, die auf Rechnung der Anhäufung bestimmter Beträge von Emanation und Zerfallprodukten zu setzen ist, in Tabelle I gegeben ist, so kann man die Aktivität berechnen, die die Films schließlich erreicht haben würden, wenn aus ihnen keine Emanation entwichen wäre. So war z. B. bei Film 1 der Unterschied zwischen der anfänglichen Aktivität und der Aktivität nach Verlauf von drei Tagen und 22 Stunden 1,88. Dies stellt die Aktivität dar, die auf Rechnung von 35,9 Proz. der Emanation und der aktiven Produkte schneller Veränderung kommt. 100 Proz. der Emanation und der aktiven Produkte würden daher eine Aktivität von 5,23 Teilstrichen pro Minute besitzen, und der maximale Wert dieser Aktivität würde 1,14 + 5,23 d. h. 6,37 betragen. Wenn man 6,37, die Maximalaktivität, durch 1,14, die Anfangsaktivität, dividiert, so erhält man den Wert 5,59 für das Verhältnis der beiden Zahlen. Die entsprechenden Daten für alle drei Films sind in folgender Tabelle (Tabelle IV) gegeben.

Der Durchschnittswert des Verhältnisses der Aktivität des von Emanation freien Salzes zu der Aktivität des Salzes mit seiner gesamten Radiumemanation ist nach dem Obigen 5,64.

Die Zunahme der Aktivität eines Films reinen Radiumbromids wurde gleichfalls durch Verdampfen einer Lösung reinen Radiumbromids bestimmt, die ein wenig Salzsäure enthielt; diese wurde zur Trockenheit in einer der Glasschalen verdampft. Die Aktivität des frisch hergestellten Films wurde bestimmt und die Schale hierauf etwa sechs Wochen lang in einem Dessikator über Schwefelsäure belassen. Nach Verlauf dieser Zeit wurde die Aktivität wiederum bestimmt; es stellte sich heraus, daß sie auf den 3,1 fachen Betrag der anfänglichen Aktivität zugenommen hatte. Offenbar enthielt der Film nur ungefähr 45 Proz. der in seinem Innern gebildeten Aktivität. Die Lösung, aus der ich sie herstellte, habe ich der Freundlichkeit des Herrn A. S. Eve von der McGill-Universität zu verdanken.

Schlußfolgerungen. Die Reichweiten der α-Partikel von Radium und seiner Zerfallprodukte bei schneller Veränderung in Luft bei atmosphärischem Druck sind von Bragg und

Tabelle IV.

Film No.	Anfangsaktivität	Schließliche Aktivität	Prozentualer Betrag der zurückgehalt. Emanation	Aktivität von 100% der Emanation	Aktivität, wenn alle Emanation zurückbleibt	Verhältnis
1	1,14	3,02	35,9	5,23	6,37	5,59
2	1,20	5,21	71,5	5,61	6,81	5,68
3	1,12	4,60	66,5	5,23	6,35	5,67

Kleeman bestimmt worden.[1]) Diese fanden folgende Werte:

Tabelle V.

1	Radium	3,5	cm
2	Emanation oder Radium *A*	4,23	„
3	Radium *A* oder Emanation	4,83	„
4	Radium *C*	7,06	„

Die Summe dieser Zahlen ist gleich 19,62; diese Zahl ist 5,60 mal größer als die Reichweite des α-Teilchens von Radium selbst. Der für die relative Ionisierung oder die Aktivitäten der einzelnen Produkte gefundene Wert, nämlich 5,64[2]) stimmt so genau mit dem Verhältnis der relativen Reichweiten derselben Produkte überein, daß es außerordentlich wahrscheinlich erscheint, daß die α-Strahlen-Aktivitäten der einzelnen Produkte den Reichweiten ihrer α-Teilchen proportional sind. Da außerdem nach der Zerfalltheorie, wenn die Muttersubstanz und die Zerfallprodukte sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, die gleiche Anzahl von Atomen jedes einzelnen Produktes in der Sekunde Zerfall erleiden und dieselbe Zahl α-Teilchen von jedem zerspringenden Atom fortgeschleudert wird, so dürfte es wahrscheinlich erscheinen, daß die von jedem α-Teilchen hervorgerufene Ionisierung seiner Reichweite proportional ist. Daß die gemessene Ionisierung fast gänzlich durch die α-Teilchen verursacht wurde, wurde in der Weise bewiesen, daß ich den einen Film, der seine maximale Aktivität erreicht hatte, mit einem 0,1 mm dicken Aluminiumblech bedeckte. Die dann erzielte Ionisierung betrug etwa 0,3 Proz. der von dem unbedeckten Film verursachten.

1) Phil. Mag. (6) **8**, 719, 1905.

2) Der Wert dieses Verhältnisses wurde auch an einem Elektroskop bestimmt, das eine Ionisierungskammer von 16 cm Länge, 8,5 cm Breite und 7 cm Höhe besaß. Die 13 cm lange und 5 cm breite, geladene Platte wurde 3,5 cm vom Boden entfernt aufgehängt. Das Verhältnis der Aktivität des emanationsfreien Salzes zu der Aktivität derselben Substanz mit ihrer gesamten Emanation wurde in diesem kleineren Elektroskop bestimmt; es betrug 5,35. Dieser niedrige Wert ist dem Umstand zuzuschreiben, daß ein Teil der α-Teilchen größerer Reichweite von den Wänden und der Platte aufgehalten wurde, bevor er den vollen Weg zurückgelegt hatte; dies verursachte eine entsprechende Verminderung der gesamten Ionisierung.

New Haven, Conn., April 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 23. Mai 1906.)

Ein kleines empfindliches Elektrometer.

Von F. Paschen.

Im folgenden sei ein kleines Quadrantelektrometer kurz beschrieben, welches ich vor einigen Jahren konstruiert habe, und welches sich infolge hoher Empfindlichkeit, kleiner Kapazität und steter Bereitschaft zum Gebrauch für viele Zwecke als brauchbar erwiesen hat.

Beim Quadrantelektrometer gewöhnlicher Konstruktion sind die verfügbaren elektrischen Kräfte nicht so ausgenutzt, daß sie der Nadel ein möglichst großes Drehmoment erteilen. Vielmehr ist dort vieles an verfügbaren Kräften geopfert, um eine Anordnung zu erzielen, bei der die theoretisch anzugebenden Beziehungen zwischen den Potentialwerten und den Drehwinkeln möglichst genau erfüllt sind. Die im folgenden zu beschreibende Anordnung nutzt die elektrischen Kräfte besser aus, legt aber kein Gewicht auf genaue Proportionalität der Ausschläge mit den Potentialdifferenzen oder ihren Quadraten. Man darf letzteres ruhig aufgeben, da es leicht ist, bei jedem Instrumente die betreffende Beziehung mit gewünschter Genauigkeit festzustellen. Diese Prüfung wird ja auch beim genauen Quadrantelektrometer nicht erspart. Es zeigte sich nun aber, daß wider Erwarten dieselben Beziehungen mit fast gleicher Genauigkeit gelten wie bei dem theoretisch hierfür besser konstruierten Quadrantelektrometer.

Außerdem ermöglicht die neue Anordnung, ein von Bunge bei den Wagen und von C. V. Boys bei seinem Gravitationsapparate in die Instrumententechnik eingeführtes Prinzip ähnlich auf das Elektrometer zu übertragen, wie ich es früher auf das astatische Galvanometer angewandt habe.[1]) Dies Prinzip besagt, daß man die Empfindlichkeit bei jeder Art Drehwage n-fach steigert, wenn man die linearen Dimensionen, vor allem die Hebelarme, n-fach verkleinert und durch Änderung der Direktionskraft (vermittels feiner Suspensionen z. B.) dafür sorgt, daß die Schwingungsdauer wieder die alte wird.[2])

Zwischen Zylinderquadranten aus Kupfer vom inneren Durchmesser ca. 9 mm und einer Höhe ca. 3 cm hängt ein äußerst dünn gewalztes ebenes Kupferfolienplättchen von etwa 6 mm Breite und 12 mm Länge genau parallel der Zylinderachse und mit seiner Fläche genau in der Ebene zweier gegenüberliegender Schlitze des Zylinders. Die Zylinderquadranten, auf Bernstein montiert, befinden sich in einer innen verkupferten Büchse, deren abnehmbarer Deckel ein Metallrohr zur Aufnahme der Suspension trägt. Das Rohr enthält oben einen mikrometrisch drehbaren Torsionskopf und unten ein Fenster für den Spiegel. Das an geradem, dünnem Kupferdrahte genau zentrierte Kupferplättchen hängt an einem Wollastonfaden von 5 bis 6 μ Dicke und ca. 12 cm Länge. Der

1) Zeitschr. f. Instrumentenkunde, Januar 1893.

2) Beim astatischen Galvanometer steigt die Empfindlichkeit hierbei sogar nahe n^2-fach, wie ich gezeigt habe.

Faden ist oben an einem Stabe befestigt, der vermittels einer Bernsteinhülse im Torsionskopf befestigt ist und oben eine Klemme trägt. Ein ca. 5 mgr schwerer und daher noch recht guter Spiegel ist mit einer Spur von Klebwachs an dem dünnen Kupferdrahte befestigt.

Das Kupferplättchen wird durch Walzen zwischen Aluminium genügend dünn (ca. 0,01 mm) hergestellt und zuletzt geglüht und dann durch Walzen zwischen glattem dickem Karton völlig eben gemacht. Die Quadranten sind innen geschaltet. Zwei Zuleitungen treten vermittels Bernstein isoliert durch dies metallische Gehäuse heraus. Im Inneren der metallischen Hülle befindet sich als einziges Dielektrikum die Bernsteinplatte, welche die Zylinderquadranten trägt. Diese ist in der Fortsetzung der Zylinderbohrung mit einer runden Öffnung versehen, so daß von keinem Punkte des Plättchens etwas Dielektrikum zu sehen ist. Auch nach oben sieht man von keinem Punkte des Plättchens etwas anderes als Metall von definiertem Potentialwerte.

Zur Justierung des Plättchens hat das Gehäuse Fenster, welche durch Überschieben eines innen verkupferten Ringes geschlossen werden können. Mit Hilfe zunächst dieser Fenster, der Fußschrauben, und zuletzt der Mikrometerschraube am Torsionskopfe justiert man schnell so, daß die Ausschläge bei jeder Schaltung nach rechts und links gleich groß werden. Dann sind sie zugleich auch bei Doppelschaltung sehr nahe proportional den Quadraten der Potentialdifferenz und bei Quadrant- oder Nadelschaltung sehr nahe proportional den Potentialdifferenzen selbst.

Die Empfindlichkeit betrug bei 2 m Skalenabstand und bei Doppelschaltung ca. 32 mm (einseitiger Ausschlag) für ein Volt. Bei Quadrantschaltung und einer Nadelladung von 40 Volt ergab 1×10^{-4} Volt einen (einseitigen) Ausschlag von 1 mm. Die Kontaktpotentialdifferenzen zwischen den Quadranten und der Nadel blieben unter 0,01 Volt.

Die Kapazität eines Quadrants bei Ableitung der übrigen Teile ist ca. 15 cm.

Die Kapazität der Nadel bei Ableitung der übrigen Teile ist ca. 8 cm.

Die Kapazitäten lassen sich nötigenfalls noch sehr verringern.

Die ganze Schwingungsdauer betrug hierbei 15 Sekunden, und die obige Anordnung ist so bemessen, daß die Nadel nach 15 Sekunden wieder stille steht, was für ein schnelles, bequemes und daher exaktes Arbeiten günstig ist.

Das beschriebene Modell sollte mir nur zeigen, wie sich ein nach diesem Prinzipe gebautes Elektrometer verhält. Es hat daher noch verhältnismäßig große Dimensionen. Es steht nichts im Wege, die Dimensionen weiter zu reduzieren, da man gute Spiegel von 1 mgr Gewicht noch machen kann und dünnere Wollastonfäden zu haben sind. Es ist zu erwarten, daß die Empfindlichkeit bei gleicher Schwingungsdauer dadurch noch erheblich gesteigert werden kann.

Ich möchte erwähnen, daß Herr C. V. Boys vor etwa 11 Jahren ein kleines Westentaschenelektrometer gefertigt hat, dessen Zylinderquadranten aus 2 Silberstreifen im Innern einer Glasröhre bestehen. Zwischen diesen hängt an einem Quarzfaden ein Doppelstäbchen *Zn/Cu*, dessen kontaktelektrische Potentialdifferenz als Nadelladung für die Messungen benutzt wird. Die oben beschriebene Konstruktion verdankt ihre Anregung zum größten Teile diesem sinnreichen Instrumente.

(Eingegangen 15. Juni 1906.)

Ein transportables Quadrantelektrometer mit photographischer Registrierung.

Von J. Elster und H. Geitel.

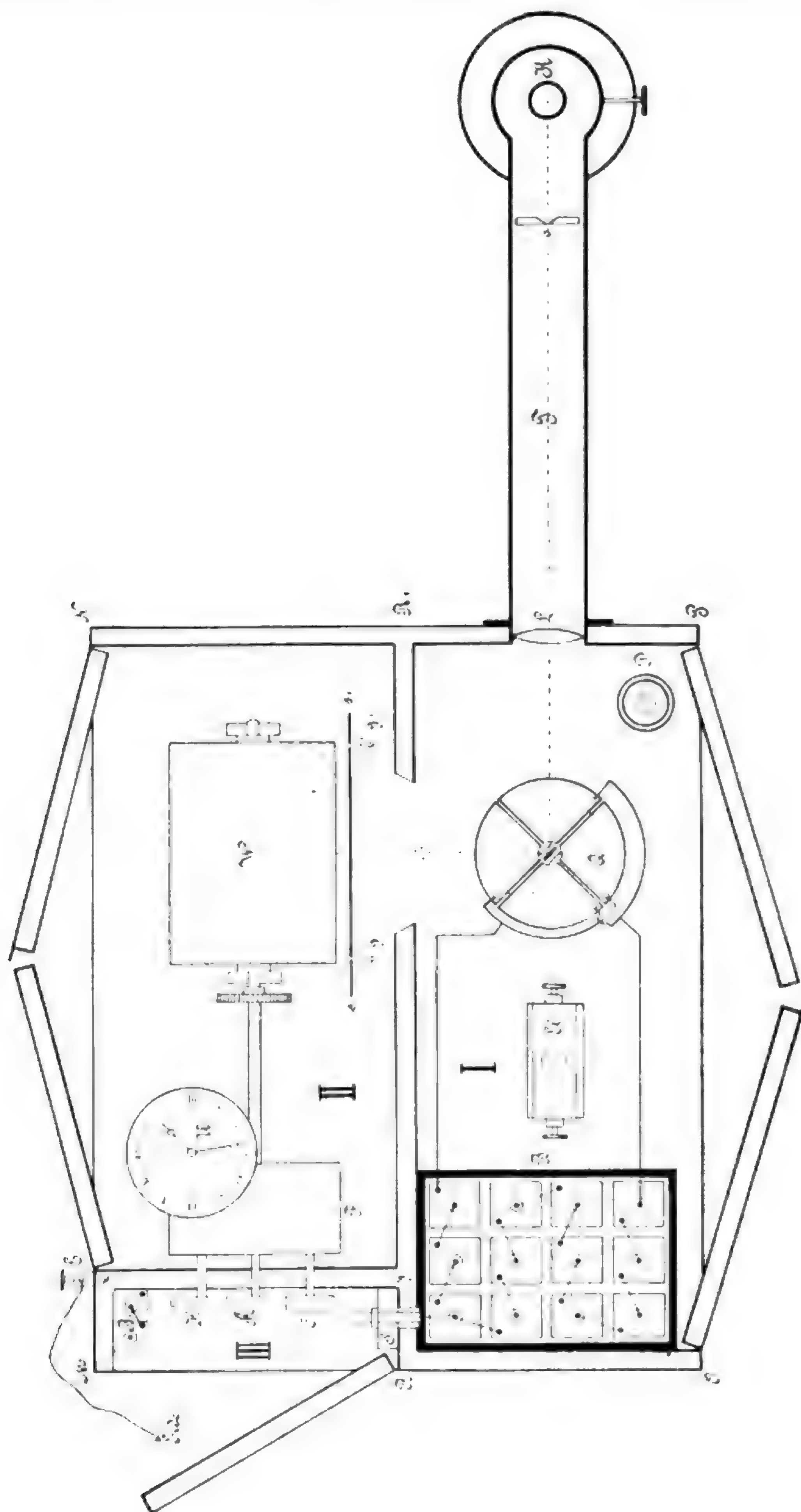
Im folgenden soll eine Beschreibung der Vorrichtung gegeben werden, mittels welcher wir das Potentialgefälle der atmosphärischen Elektrizität auf Palma (Mallorca) während der totalen Sonnenfinsternis am 30. August vorigen Jahres photographisch registriert haben. Wir entnehmen sie unserem Berichte an die Carnegie Institution in Washington[1]), in deren Auftrag die Beobachtungen ausgeführt sind.

Von unserer ursprünglichen Absicht, das als Stationsinstrument bewährte Benndorfsche Registrierelektrometer zu verwenden, das bekanntlich den Potentialverlauf durch diskontinuierliche punktförmige Marken darstellt, kamen wir nach eingehender Beratung mit den Mechanikern Günther & Tegetmeyer zurück, nach deren Urteil ein zweckmäßig konstruierter Apparat für kontinuierliche photographische Registrierung keine weitergehenden Anforderungen in betreff der Aufstellung und Bedienung erforderte, als die Benndorfsche Einrichtung. Der Vorteil einer kontinuierlichen Aufzeichnung der Potentialkurve lag ja bei dem speziellen Zwecke unserer Sendung auf der Hand, indem sich der zu erwartende Effekt vielleicht auf die Zeit weniger Minuten zusammendrängen konnte.

Als Meßinstrument diente ein Thomsonsches Quadrantelektrometer unserer Konstruktion[2]), dessen isolierende Teile durchweg aus Bernstein gefertigt waren. Zur Ermittlung von Potentialdifferenzen im Intervall von 0 bis 250 Volt, wie dies bei der Bestimmung des atmosphärischen

1) Terr. Magn. Märzheft 1906. (Mit einigen Abänderungen und Zusätzen.)

2) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 64, 680, 1898.


I
II
III

Potentialgefälles erforderlich ist, benutzten wir die folgende Art der Schaltung, durch die wir zugleich die Mitführung einer vielzelligen Batterie zum Aufladen der Elektrometernadel entbehrlich machten. Wir schlossen den Elektrometerflügel an den Körper, dessen Potential zu messen war, also an den Kollektor an, während wir die Quadranten mit den Polen eines Trockenelementes oder einer in der Mitte geerdeten Batterie von 2, 4, 6, 8, 10 oder 12 solchen Elementen verbanden. Mit Vermehrung der Elementenzahl wächst die Empfindlichkeit stetig an. Während bei Anwendung nur einer Zelle der bequeme Meßbereich im Intervalle von 100 bis 250 Volt liegt, war die Empfindlichkeit bei 12 Elementen groß genug, Potentiale von 0 bis 50 Volt mit hinlänglicher Genauigkeit festzulegen.

Eine kleine Trockenbatterie von 12 Elementen erwies sich also als ausreichend, alle gewünschten Grade der Empfindlichkeit herzustellen. Nachdem eine Reihe von Vorversuchen die Brauchbarkeit dieser Methode erwiesen hatte, schritten die Herren Günther & Tegetmeyer zum Bau des Registrierelektrometers. Die kompendiöse Form und die dadurch bedingte leichte Handhabung der ganzen Vorrichtung ist das Verdienst der oben genannten Firma.

Die Figur stellt das Registrierelektrometer im Grundriß dar. Ein rechteckiger, auf Stellschrauben ruhender, durch Klapptüren lichtdicht verschließbarer Kasten *MNOP* von 54 cm Länge, 44 cm Breite und 46 cm Höhe ist durch zwei Scheidewände RR_1 und XY in drei Abteilungen I, II und III geteilt. In der ersten von diesen (I) befindet sich das Quadrantelektrometer Q, die die Quadranten aufladende Batterie B und die Libelle D. Das Grundbrett, auf dem Q steht, ist in einem Falz verschiebbar. Nach Lösung sämtlicher Drahtverbindungen läßt sich daher das Instrument, wenn erforderlich, leicht aus I entfernen; wenn die Libelle D einspielt, so steht der Elektrometerflügel symmetrisch zu den Quadranten. In der zweiten Abteilung (II) ist die mit photographischem Papier umkleidete Walze W angebracht und das diese innerhalb 24 Stunden einmal um ihre Achse drehende Uhrwerk, dessen Federkasten F in der Figur gezeichnet ist. Ein feiner horizontaler Schlitz in der Metallplatte ss_1 reduziert das von der Linse L entworfene Bild des durch die Lampe K erleuchteten vertikalen verstellbaren Spaltes O auf einen Punkt. Die Abteilung III enthält den Schlüssel C und die Arretierung A des Uhrwerks; der Schieber H erlaubt die Umlaufszeit der Walze W von 24 Stunden auf 2 zu reduzieren. Mittels der Hilfsbatterie B^1 in III werden automatisch die kleinen Glühlämpchen g und g_1 in II im Intervall von je einer Stunde entzündet, wodurch auf den Rändern des photographischen Papieres symmetrisch zur Mittellinie gelegene schwarze Pünktchen als Zeitmarken entstehen. Außerdem können durch Schließung eines Kontaktes derartige Marken zu jeder beliebigen Zeit willkürlich gegeben werden.

Das in Ebonit gearbeitete Schaltbrett S in III gestattet mittels zweier einfacher Handgriffe durch Anschaltung einer passend gewählten Anzahl von Elementen an die Quadranten die Empfindlichkeit zu regulieren.

Der obere Boden des Raumes I trägt ein geeichtes Exnersches Elektroskop El mit Spiegelskala, Bernsteinisolation und Natriumtrocknung, dessen Blättchenträger dauernd mit dem Elektrometerflügel in leitender Verbindung steht. Ein Blick auf dieses Elektroskop genügt daher, um zu sehen, ob das Potential der Nadel innerhalb des durch die getroffene Schaltung bedingten Empfindlichkeitsbereiches liegt. Ferner vermag man mittels dieses Kontrollinstrumentes jederzeit die Ablenkung der Elektrometernadel in Volt festzulegen, indem man in dem Momente, in welchem man die Divergenz der Aluminiumblättchen abliest, den Stromkreis der Hilfsbatterie B_1 schließt und die Zeit notiert. Die Verbindungslinie der hierdurch auf dem Photogramme erzeugten Marken schneidet die Kurve in dem durch die Ablesung ausgewerteten Punkte. Die Uhr U auf dem oberen Boden der Abteilung II läuft synchron mit der Walze W und dient zur Ablesung der Zeit. Alle Teile des Apparates, die zu erden sind, stehen mit dem Stifte E in leitender Verbindung.

Magnetische Kräfte beeinflussen die Nullstellung der an einem schmalen Metallbande aufgehängten Nadel nicht, Temperaturänderungen, sowie geringe elastische Nachwirkungen der Suspension verursachen indes kleine unvermeidliche Veränderungen der Ruhelage. Doch läßt sich, auch während der Apparat im Betriebe ist, leicht kontrollieren, ob derartige Veränderungen stattgefunden haben. Man leitet zu diesem Zwecke die Elektrometernadel für kurze Zeit zur Erde ab und sieht durch ein — in der Figur nicht gezeichnetes — vertikales Metallrohr, dessen Achse zur Richtung des Schlitzes ss_1 senkrecht steht, nach unten. Bei richtiger Nullstellung der Nadel muß das von einem Spiegelchen reflektierte helle Bild des Spaltes in der Mitte des Gesichtsfeldes erscheinen. Ist dies nicht der Fall, so kann die Elektrometernadel durch Drehung des Torsionskopfes wieder in die richtige Lage gebracht werden.

Um eine möglichst kontinuierliche Tätigkeit des Apparates zu sichern, sind ihm zwei Walzen W beigegeben. Es erleichtert die Handhabung des Instrumentes wesentlich, wenn man es in

einem Dunkelzimmer unterbringen kann. Dann ist es möglich, die Auswechslung der Walzen zu jeder beliebigen Tageszeit vorzunehmen; im andern Falle hat dies nachts zu geschehen.

Den Anschluß an den Kollektor vermittelt ein den oberen Boden der Abteilung I durchsetzender Metallstift. Die Bernsteinisolation dieser Zuführung ist von einem Metallrohre umhüllt, dessen Innenraum, wenn erforderlich, durch Natrium trocken gehalten werden kann. Das gleiche ist auch bei den aus Ebonit gefertigten Haltern möglich, welche die Herstellung der Drahtverbindung zwischen Elektrometer und Kollektor vermitteln.

Die Photogramme besitzen eine Länge von 376 und eine Breite von 145 Millimetern. Bei der 24-Stundenschaltung entspricht daher einer Stunde eine Strecke von rund 16 mm, bei der 2-Stundenschaltung einer Minute eine solche von etwa 3 mm. Den beschleunigten Umlauf wird man mit Vorteil da verwenden, wo Intensitätsschwankungen des elektrischen Feldes der Erde innerhalb kurzer Zeiträume vermutet werden. Wir glauben, daß die beschriebene Anordnung für solche Fälle auch als Stationsinstrument von Wert sein wird. (Aufnahme von Potentialkurven bei Gewittern, Regen-, Schnee- und Hagelböen und Nordlichtern.)

Wolfenbüttel, im Juni 1906.

(Eingegangen 7. Juni 1906.)

Luftelektrische Beobachtungen auf Mallorca während der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905.

Von J. Elster und H. Geitel.

Die totale Sonnenfinsternis vom 30. August v. J. ist in weit höherem Maße als eine der vorhergegangenen zu Beobachtungen der Luftelektrizität ausgenützt worden. Einige Berichte darüber sind in dieser Zeitschrift erschienen[1]), es dürfte daher nicht ungerechtfertigt sein, an dieser Stelle ebenfalls eine kurze Darstellung derjenigen luftelektrischen Beobachtungen zu geben, die wir im Auftrage der Carnegie Instution in Washington auf Mallorca innerhalb der Zone an Totalität angestellt haben. Die ausführliche Berichterstattung findet sich im Märzheft des Jahrgangs 1906 der Zeitschrift Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity.

Unsere Absicht war, ein möglichst vollständiges Bild von dem elektrischen Zustande der Atmosphäre vor, während und nach der Finsternis zu gewinnen, zu diesem Zwecke haben wir Messungen der Intensität des elektrischen Feldes der Erde, der Elektrizitätszerstreuung, der Menge der Ionen im ccm Luft und ihrer Beweglichkeit, sowie auch der Intensität der Sonnenstrahlung, und zwar des brechbarsten Teils im sichtbaren Spektrum vorgenommen. Letztere Beobachtungen sind von Herrn Dr. Harms, dem dritten Teilnehmer an unserer kleinen Expedition ausgeführt, der über sie gesondert berichten wird.

Vorausgeschickt muß werden, daß die Wetterverhältnisse am Tage der Finsternis auf Mallorca leider recht ungünstig waren. Wir hatten bei dem Klima der Balearen gewiß mit Recht gehofft, in jener Jahreszeit um die Mittagsstunde im wesentlichen wolkenfreien Himmel zu haben, so daß andere, von der Abblendung der Sonnenstrahlen durch den Mond unabhängige atmosphärische Störungen nicht zu erwarten schienen. Statt dessen trat nach einer Reihe heiterer Tage schon am 29. ein Barometersturz mit Bewölkung ein, in dessen Gefolge sich am 30. in den frühen Morgenstunden sogar Regenfall an unserem Beobachtungsorte Palma einstellte. Zwar hellte sich der Himmel gegen Mittag so weit auf, daß der Verlauf der Finsternis vom ersten Kontakte an bis zum Ende der Totalität im ganzen gut zu beobachten war, doch betrug die Wolkenbedeckung auch in den günstigsten Augenblicken mehr als die Hälfte des Himmelsgewölbes, vom Ende der Totalität bis zu dem der Finsternis überhaupt blieb die Sonne verdeckt. Für rein astronomische Beobachtungen wäre somit das Wetter an unserem Standorte nicht allzu schlecht gewesen, für elektrische Messungen kann es nur als ungünstig bezeichnet werden, da es nicht möglich war, sicher zu entscheiden, wie weit die wechselnden Kumuluswolken, die in dem gebirgigen Innern der Insel sogar etwas Regen fallen ließen, durch eine etwaige elektrische Eigenladung das Erdfeld und die Ionenverteilung in der Luft beeinflußten.

Da von Mallorca elektrische Beobachtungen noch nicht vorlagen, so begannen wir unsere Arbeiten schon am 23. August, indem wir bis zum Tage der Finsternis in der Zeit von 8*a* bis 7*p* das elektrische Feld der Erde mittels photographischer Registrierung festlegten, die Elektrizitätszerstreuung für positive und negative Ladungen an unserem Zerstreuungsapparate[1])

1) H. Ebert, diese Zeitschr. **6**, 641, 1905; A. Gockel, ebenda **6**, 617, 1905.

1) Wir verkennen gewiß nicht die Mängel dieser Einrichtung, die, wie Herr H. Schering in quantitativer Weise (Diss. Göttingen 1904 und Ann. d. Phys. **20**, 174, 1906) nachgewiesen hat, keine absoluten Bestimmungen der Leitfähigkeit der Luft liefert, haben diese vielmehr, soweit sie durch die Anwendung des Schutzzylinders und die dadurch bedingte Einengung des Zerstreuungsraumes bedingt sind, selbst schon anfangs erkannt und mehrfach hervorgehoben (Terr. Magn. and Atm. Electricity **4**, 222, 1899; Wien. Ber. **111**, 951, 1902; Denk-

und die Ionenmenge in der Volumeinheit der Luft zugleich mit der Beweglichkeit der Ionen an dem Ebertschen Ionenzähler in Verbindung mit dem Macheschen Vorschaltkondensator bestimmten. Diese Vorarbeiten, die den Zweck hatten, die normalen luftelektrischen Verhältnisse am Beobachtungsorte zu ermitteln, wurden nur während des 25. wegen ungünstigen Wetters unterbrochen, unsere Absicht, auch den 31. August, also den Tag nach der Finsternis, zu einer Kontrolle der vorhergegangenen Messungen zu benutzen, konnte des regnerischen Wetters wegen nicht ausgeführt werden.

Die Ergebnisse der Vorarbeiten lassen sich in folgender Weise kurz kennzeichnen:

Das Potentialgefälle der atmosphärischen Elektrizität, photographisch registriert mittels eines für diesen Zweck gebauten transportablen Apparates[1]), zeigte auch an wolkenlosen Tagen einen ziemlich unruhigen Gang. Da der Wind mit Ausnahme der ersten Morgenstunden tagsüber konstant von der See her blies, so konnten Verunreinigungen der Luft durch Staub vom Erdboden her nicht die Ursache dieser kleinen Schwankungen des Erdfeldes sein, wahrscheinlich hingen sie mit den Pulsationen des Windes zusammen. Sie waren insofern höchst unwillkommen, als sie leicht die Wahrnehmung etwaiger Störungen des Potentialverlaufs während der Finsternis verhindern konnten. Eine Reduktion der erhaltenen Kurven im Sinne der Exnerschen Vorschriften auf freies ebenes Feld war wegen örtlicher Schwierigkeiten nicht wohl ausführbar, dabei auch nicht von wesentlicher Bedeutung, da es in erster Linie auf eine Feststellung relativer Schwankungen ankam. Die Elektrizitätszerstreuung war in Palma etwa von gleichem Betrage wie in Wolfenbüttel. Die unter Zugrundelegung des Coulombschen Zerstreuungsgesetzes für eine Minute berechnete Koeffizienten waren für positive Ladung: $a_+ = 1{,}33$ Proz., für negative $a_- = 1{,}48$ Proz. (aus je 66 Einzelmessungen), gegen den Jahresdurchschnitt von Wolfenbüttel von 1.33 Proz.

Die Anzahl der Ionen im ccm Luft fand sich für die positiven im Mittel zu 761, für die negativen zu 721, die Beweglichkeit der ersteren für eine Feldstärke von 1 Volt/1 cm zu 0,83 cm, für die letztere zu 0,90 cm.

Beide Arten von Bestimmungen sind in der Regel zweimal täglich ausgeführt. Die Ionenzahlen wurden am Ebertschen Aspirationsapparat bei geerdetem Vorschaltkondensator ermittelt, zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeit legten wir an den Kondensator in bekannter Weise eine konstante Potentialdifferenz an. Aus dem Blättchenrückgange am Elektroskope bei geerdetem und bei geladenem Kondensator läßt sich unter Berücksichtigung der Dimensionen des letzteren nach der von den Herren Mache und Ebert gegebenen Methode die Ionenbeweglichkeit ableiten. Da auch bei geerdetem Kondensator ein kleiner Bruchteil der leicht beweglichen Ionen in diesem durch Adsorption zurückgehalten wird, ergibt diese Methode für die Ionenzahlen durchschnittlich etwas zu kleine Werte, bietet aber den Vorteil, daß man Beweglichkeit und Menge der Ionen in einer fortlaufenden Beobachtungsreihe an demselben Apparate verfolgen kann.

Am Tage der Finsternis erwies sich das Potentialgefälle in den Morgenstunden außergewöhnlich klein, so daß wir um 11*a* die Empfindlichkeit des Registrierelektrometers erhöhen mußten, um eine von der Nullinie genügend entfernte Kurve zu erhalten. Späterhin näherte es sich dem Mittelwerte der beiden vorhergegangenen Tage, um $12^3/_4$, kurz vor dem ersten Kontakte, während der schon erwähnten Abnahme der Bewölkung, durchlief es ein Maximum (von 70 Volt in willkürlichem Maße), um $1^h 25$, zur Zeit des dritten Kontaktes, des Endes der Totalität, ein Minimum (30 Volt), um dann gegen 2^h auf etwa 60 Volt wieder anzusteigen. Um 2^h 20 trat unter starker Zunahme der Bewölkung ein zweites etwas tieferes Minimum ein, dem nach dem Ende der Finsternis ein weiteres Maximum (gegen 4^h) folgte.

Bei diesem schwankenden Verlaufe des Potentialgefälles ist es nicht möglich, einen ursächlichen Zusammenhang zwischen dem ersten Minimum am Schlusse der Totalität und der vorhergegangenen Abblendung der Sonnenstrahlen zu behaupten. Immerhin ist das Zusammentreffen bemerkenswert und mit gewissen früheren Erfahrungen in Übereinstimmung, nach denen mit Ablauf der Totalität zunächst eine Schwächung und bald darauf eine Zunahme des Erdfeldes beobachtet ist.

Auch die Messungen der Elektrizitätszerstreuung sind durch die Ungunst des Wetters beeinträchtigt. Für beide Vorzeichen der Ladung bleibt ihr Betrag während des ganzen

schrift der Kommission für luftelektrische Forschungen S. 70, München 1903). Aber gerade für den vorliegenden Zweck, wo es sich um Beobachtungen unter unbekannten Verhältnissen handelte, glaubten wir von dem jederzeit gebrauchsfertigen Apparate nicht abgehen zu dürfen, der auch unter ungünstigen Bedingungen Änderungen in der Entladungsgeschwindigkeit eines der Luft ausgesetzten Leiters erkennen läßt und dabei grobe Irrtümer, wie durch Isolationsfehler oder durch den Einfluß des elekrischen Feldes der Erde bei genügender Sorgfalt ausschließt. Versuche, diese Beobachtungsmethode durch eine theoretisch gesicherte zu ersetzen, sind leider bis jetzt daran gescheitert, daß die Fehler durch äußere Störungen (besonders die Inkonstanz des Erdfeldes) sich als unkontrollierbar erwiesen haben.

1) Die Beschreibung erfolgt gleichzeitig in dieser Zeitschrift (S. 492).

Tages unter dem obengenannten Durchschnittswerte. Die Zerstreuung der positiven Elektrizität, die um $10\frac{1}{2}^h$ noch 1 Proz. betrug, zeigte unmittelbar vor der Totalität mit $a_+ =$ 0,6 Proz. das absolute Minimum aller unserer Messungen auf Mallorca. Die der negativen Elektrizität war zu dem gleichen Zeitpunkte verhältnismäßig hoch (1,2 Proz.), begann aber sofort zu sinken, um gegen $2\frac{1}{2}\,p$ das ebenfalls sehr tiefe Minimum von 0,7 Proz. zu durchlaufen.

Wir glauben, daß in beiden Fällen der Zusammenhang des Verlaufes der Zerstreuung mit der Verfinsterung der Sonne nicht bezweifelt werden kann.

Die Anzahl der Ionen im ccm Luft (um eine möglichst eng aneinander schließende Reihe einheitlicher Beobachtungen zu erzielen, wurden die Zählungen sowohl wie die Bestimmungen der Beweglichkeit auf die positiven beschränkt) erreichte zwischen 9 und 10^h mit 585 den Durchschnittswert der vorhergegangenen Tage noch nicht, überschritt ihn zur Zeit des ersten Kontaktes mit 947, fiel kurz nach der Totalität auf 735 und stieg nach Ende der Finsternis wieder auf 888. Dann aber folgte bei stark bewölktem Himmel diesem Anstieg ein zweites Minimum von 528 (3^h 30) und auf dieses gegen 4^h bei vorübergehendem Sonnenschein ein Maximum von 1024.

Die Sachlage ist demnach ähnlich unsicher wie bei dem Potentialgefälle; es erscheint bedenklich, die geringe Verminderung der Ionenzahl zur Zeit der stärksten Verdunkelung als eine Folge des Fehlens der Sonnenstrahlung anzusprechen.[1])

Dagegen ist ein solcher Einfluß unverkennbar bei der Beweglichkeit derselben Ionen. Bis gegen 1^h nimmt sie regelmäßig zu, erreicht um diese Zeit ein Maximum von 0,78 cm, sinkt dann gegen 2^h auf das abnorm tiefe Minimum von 0,11 cm, um nach einem zweiten Maximum (0,40) um 2^h 30 und einem Minimum von 0,25 um 3^h 30 zwischen $4-5^h$ bis 1,04 cm anzuwachsen.

Hiernach würde der Einfluß der Sonnenfinsternis auf den elektrischen Zustand der Atmosphäre wesentlich in einer Verminderung der Beweglichkeit der Ionen bestehen. Unmittelbar als Folge davon mußte auch die Zerstreuung geringer werden, ja auch die Anzahl der Ionen in der Volumeinheit der Luft wird mittels der gebräuchlichen Aspirationsmethode verkleinert gefunden werden, sobald ihre Beweglichkeit unter eine gewisse Grenze sinkt, das Feld des Kondensators also nicht mehr hinreicht, sie sämtlich herauszufangen. In der Tat liegt das beobachtete Minimum von 0,11 cm tiefer als der für den Ebertschen Apparat zulässige Grenzwert, die beobachtete kleine Verminderung der Ionenzahl innerhalb des Mondschattens ist daher vielleicht auch auf diese Hemmung der Ionen zurückzuführen.

Eine Diskussion des Verlaufs des Potentialgefalles während der Finsternis halten wir gegenüber den ungünstigen Wetterverhältnissen für zwecklos.

Die hemmende Wirkung der Abnahme und der gänzlichen Ausschaltung der Sonnenstrahlung auf die Beweglichkeit der Ionen in der Atmosphäre ist aus der Anlagerung von Wasserdampf bei sinkender Temperatur wohl verständlich. Sie war vorauszusehen und ist in unsern „Vorschlägen für die Ausführung elektrischer Messungen während der bevorstehenden Sonnenfinsternis" bereits in Betracht gezogen.[1]) Die gleiche Erscheinung ist gewöhnlich bei ansteigender relativer Luftfeuchtigkeit beobachtet, braucht also nicht als eine besondere Eigentümlichkeit der Atmosphäre während der totalen Verfinsterung gedeutet zu werden. Dieselbe Ansicht wird auch von Herrn Ebert (a. a. O.) ausgesprochen.

Die Aussicht, unmittelbare, d. h. auf photoelektrischen Wirkungen oder auf unbekannten Strahlungen beruhende Einflüsse der Sonne auf den elektrischen Zustand der Atmosphäre durch Beobachtungen an der Erdoberfläche bei Gelegenheit einer totalen Sonnenfinsternis zu entdecken, scheint uns nach den dargelegten Erfahrungen nicht größer, als zuvor. Die Existenz solcher Einflüsse überhaupt zu bestreiten, wäre indessen voreilig, man denke nur an die vergeblichen Bemühungen, Wirkungen eines unzweifelhaft elektrischen Vorgangs in den höheren atmosphärischen Schichten, des Polarlichts, auf das elektrische Verhalten der tieferen Luftmassen zu erkennen.

1) Zieht man die gleichzeitigen Beobachtungen von Herrn Ebert (a. a. O.) heran, der für die negativen Ionen ebenfalls eine geringe Abnahme der Anzahl während der Totalität fand, so wird der Einfluß des Mondschattens etwas wahrscheinlicher.

1) Terr. Magn. and Atm. Electricity **10**, 17, 1905.

Wolfenbüttel im Juni 1906.

(Eingegangen 7. Juni 1906.)

Ein neues Vakuummeter.

Von W. Voege.

Vor kurzem habe ich in der Elektrotechnischen Zeitschrift einen Apparat zum Messen schwacher Wechselströme beschrieben.[1]) Das Prinzip desselben ist kurz folgendes: Die von dem zu messenden Wechselstrom im Hitzdraht

1) Elektrotechn. Zeitschr. **20**, 467, 1906.

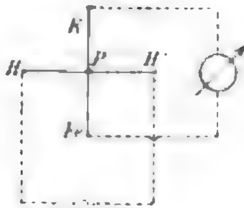


Fig. 1.

HH' (Fig. 1) erzeugte Wärme erhöht die Temperatur der Lötstelle *P* des Thermoelements *K—Fe*, welches mit dem Hitzdrahte im Punkt *P* metallisch verbunden ist. Die der Temperaturerhöhung der Lötstelle entsprechende E.M.K. des Thermoelements wird an einem Gleichstrom-Meßinstrument, Zeiger- oder Spiegelgalvanometer, abgelesen und so die Stromstärke des Wechselstroms bestimmt. Durch Verwendung sehr feiner Drähte ist es gelungen, eine schnelle und präzise Zeigereinstellung sowie eine hohe Empfindlichkeit zu erreichen. Geeicht wird der Apparat mit Gleichstrom; beim Kommutieren des Stromes sind die Ausschläge des Meßinstruments nahezu gleich groß. Eine Differenz von zwei bis drei Skalenteilen wird durch den Spannungsabfall in der Lötstelle verursacht. Da diese Abweichungen aber nach beiden Seiten gleich groß sind, so erhält man die richtigen Angaben, wenn man beim Eichen mit Gleichstrom den Strom wendet und aus beiden Ausschlägen das Mittel nimmt.

Die Empfindlichkeit des Apparats läßt sich wesentlich erhöhen, wenn man das Glasgefäß, in welchem das Drahtkreuz befestigt ist, evakuiert. Solange der Apparat mit der Luftpumpe in Verbindung steht, ist es möglich, bei dauerndem Pumpen mit dem gleichen Heizstrom den zehnfachen und mehr Ausschlag zu erzielen. Nach dem Abschmelzen habe ich dauernd die funffache Empfindlichkeit erhalten.

Derselbe Apparat läßt sich nun auch als Vakuummeter benutzen und dürfte als solcher in vielen Fällen dem Mac Leodschen Instrument vorzuziehen sein. Gibt man nämlich dem Heizstrom einen bestimmten unveränderlichen Wert, so kann man aus dem Ausschlag des Gleichstrominstruments auf die Höhe des erzielten Vakuums im Apparat und den damit verbundenen Gefäßen schließen. Wie einige Vorversuche zeigten, trat eine bestimmte Lichterscheinung in einer Röntgenröhre, welche zusammen mit dem Vakuummeter gleichzeitig leergepumpt wurde, immer bei derselben Zeigerstellung des Meßinstruments ein. Zur genaueren Feststellung der Verhältnisse habe ich die Angaben meines Apparats direkt mit den Ablesungen an einem vorher kalibrierten Quecksilber-Vakuummeter nach MacLeod verglichen. Als Meßinstrument diente ein Zeigermillivoltmeter der Firma Keiser & Schmidt (Widerstand 160 Ohm, max. Ausschlag = 10 Millivolt). Der Heizstrom von 0,085 Amp. wurde einigen Akkumulatoren unter Vorschaltung eines größeren Konstantanwiderstandes entnommen; derselbe hielt sich dauernd auf gleicher Höhe. Die folgende Tabelle und die Kurve (Fig. 2) zeigen die Resultate.

Tabelle.

1. Versuchsreihe.		2. Versuchsreihe.	
Mac Leod Druck in mm	Ausschlag in Skalenteilen	Mac Leod Druck in mm	Ausschlag in Skalenteilen
1,64	17,4	0,88	22,0
0,768	25,4	0,345	42,2
0,383	44,0	0,16	71,3
0,146	76,2	0,112	87,6
0,085	101,0	0,087	98,8
0,041	123,0	0,069	108,2
0,0213	137,0	0,048	120,0
0,004	149,5	0,038	126,6
0,002	151,0	0,0036	146,7

Die Abszissen in der Fig. 2 stellen die mit dem Mac Leodschen Vakuummeter ermittelten

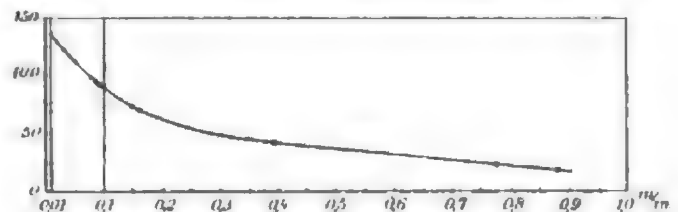


Fig. 2.

Drucke von 1 bis 0 mm in fortlaufendem Maßstab dar, die Ordinaten bezeichnen die Ausschläge des Zeigerinstruments in Skalenteilen. Die Werte der ersten Versuchsreihe sind als Kreuze, die der zweiten Versuchsreihe, welche zwei Tage nach der ersten aufgenommen wurde, sind als Kreise in der Fig. 2 aufgetragen.

Wie die Kurve zeigt, wachsen die Angaben des Apparats von 1 mm Druck an zunächst ziemlich proportional mit abnehmendem Druck, von etwa 0,3 mm ab erfolgt das Wachsen derselben schneller als der Druck abnimmt und in dem Gebiete zwischen 0,1 und 0,01 mm Druck erreichte die Kurve ihre größte Steigung. Wie sich der Verlauf der Kurve jenseits von 0,005 mm gestaltet, habe ich nicht feststellen können. Nach Versuchen, die Herr Lebedew[1]) mit Vakuumthermoelementen angestellt hat, liegt das Maximum der Empfindlichkeit bei 0,01 mm Druck, von hier ab steigt die Empfindlichkeit wieder langsamer, die Kurve dürfte demnach von etwa 0,01 mm an wieder weniger steil verlaufen. — Spuren von Feuchtigkeit verändern die Empfindlichkeit wesentlich, müssen daher peinlichst vermieden werden. Es wird

1) Ann. d. Physik **9**, 209, 1902.

zweckmäßig sein, vor den Apparat eine Trockenröhre mit Phosphorpentoxyd zu schalten und ferner den Apparat bei Nichtbenutzung der Pumpe durch einen Glashahn von der Außenluft abzusperren. Als Meßinstrument kann man jedes Millivoltmeter für 5 bis 10 Millivolt benutzen, also Instrumente, wie sie zur Messung hoher Temperaturen auf thermoelektrischem Wege häufig verwendet werden. Die Größe des Heizstromes von 0,06 bis 0,1 Amp. richtet sich nach der Empfindlichkeit des Millivoltmeters; Heizstrom und E.M.K. des Thermoelementes können mit demselben Instrument gemessen werden, wenn man einen passenden Nebenschluß zu demselben benutzt.

Natürlich muß jeder Apparat dieser Art geeicht werden. Die Eichung dürfte sich am einfachsten in der Form gestalten, daß man z. B. angibt, bei dem Heizstrom von 0,085 Amp. erhält man an den Klemmen des Thermoelements eine E.M.K. von 10 Millivolt, wenn der Luftdruck im Apparat 0,06 mm beträgt und die verschiedenen Werte für Druck und Millivolt in einer Kurve festlegt. — Der Vorteil des beschriebenen Apparats bei der Druckmessung gegenüber dem Mac Leodschen Vakuummeter besteht zunächst in der einfachen Art der Messung; ohne irgendeinen Handgriff ausführen zu müssen, kann man am Zeiger das Fortschreiten der Evakuierung beobachten. Hierbei werden die kleinsten Änderungen im Vakuum sichtbar, welche auf andere Weise kaum zu erkennen sind. Läßt man z. B. beim Auspumpen einer Röhre nur eine Sekunde lang einen Strom durch die Röhre fließen, so geht der Zeiger des Instruments sofort um einige Skalenteile zurück, ein Zeichen, daß durch die Erwärmung der Elektroden das Vakuum wieder zurückgegangen ist. Ein weiterer Vorteil besteht in dem geringen Raumbedürfnis des Apparats; derselbe dürfte sich ohne weiteres an jeder Pumpe anbringen lassen. Den größten Vorteil aber sehe ich darin, daß man das kleine Glasgefäß mit Drahtkreuz an jede länger zu beobachtende Vakuumröhre anschmelzen kann und so ein Mittel hat, den Zustand des Luftdrucks in der von der Pumpe abgetrennten Röhre jederzeit zu kontrollieren.

Der in Fig. 3 in $^2/_3$ natürlicher Größe abgebildete Apparat gestattet also eine vielseitige Verwendung. Evakuiert und zugeschmolzen dient er in Verbindung mit Galvanometern von verschiedener Empfindlichkeit zum Messen schwacher Wechselströme von 0,001 bis 0,1 Amp.

An die Luftpumpe angeschlossen geben die Ausschläge des Zeigerinstruments bei konstantem Heizstrom ein Bild von der Höhe des erreichten Vakuums. Endlich dürfte der Apparat bei genauen Beobachtungen der Wärmeleitung

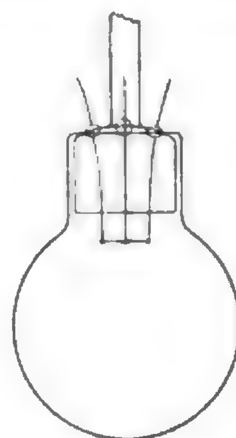


Fig 3.

verdünnter Gase, bei der Bestimmung der Fortpflanzung des Luftdruckes in Kapillarröhren und bei ähnlichen Untersuchungen gute Dienste leisten.

Es wäre zu wünschen, daß besonders hinsichtlich der noch näher zu prüfenden Verwendbarkeit des Apparats als Vakuummeter weitere Versuche angestellt würden.

Erwähnen will ich noch, daß der Apparat, wie auch die Glasteile zu demselben von F. Ehrenberg, Hamburg, Herrlichkeit 49, hergestellt werden.

Hamburg, Physikal. Staatslaboratorium, 15. Mai 1906.

(Eingegangen 18. Mai 1906.)

Bemerkung zur Arbeit des Herrn Bose über Widerstandsänderungen dünner Metallschichten durch Influenz.

Von Robert Pohl.

Herr Bose hat in Nr. 11 (S. 373) dieser Zeitschrift in einer vorläufigen Mitteilung über eine Methode zur Messung der Zahl der Elektronen in Metallen berichtet. Diese Methode fußt auf der Messung der Widerstandsänderung, die dünne Metallstreifen unter dem Einfluß influenzierender Ladungen erleiden. Da ich zurzeit auf Anregung von Herrn Prof. Drude mit einer ähnlichen Frage beschäftigt bin, unternahm ich es, die Versuche des Herrn Bose zu wiederholen. Leider ist es mir nicht gelungen, das Ergebnis zu bestätigen.

Die Versuchsanordnung suchte ich soweit wie möglich der von Herrn Bose nur in großen Zügen beschriebenen gleich zu gestalten: Eine Wheatstonsche Brücke mit einem Galvanometer von 50 Ω Widerstand und einer Empfindlichkeit von 10^{-9} Amp. gestattete, Schwankungen im Widerstand der zu prüfenden Metallschicht mit Leichtigkeit auf einige Zehntel pro Mille zu ermitteln. Die Metallschicht bestand aus einem

mit Kundtscher Flüssigkeit auf Glimmer eingebrannten Platinstreifen 5×10 cm, und hatte bei einer Dicke von $5 \cdot 10^{-7}$ cm einen Widerstand von 103 Ohm. Sie lag zwischen zwei mit Schellack auf einer Seite gut bezogenenen Glasplatten von 13×18 cm, die unter Zwischenschaltung eines Rahmens aus Zinnfolie zusammengepreßt waren. Dieser Rahmen wurde geerdet, um eine Überleitung der Elektrizität von den auf den schellacküberzogenen Außenseiten der Glasplatten befestigten influenzierenden Belegungen auf den Platinstreifen zu verhindern, da diese Fehlerquelle nach einigen rohen Vorversuchen als die am meisten zu fürchtende erkannt war.

Wurden die Belegungen mit Hilfe einer Influenzmaschine aufgeladen, so ergab das Galvanometer sofort einen Ausschlag, der bei einem Potential von 12000 Volt einer Widerstandsänderung von etwa 2‰ entsprach. Wurde dieser Ausschlag einer Änderung des Widerstandes durch Änderung des Elektronengehaltes zugeschrieben, so ergab sich bei Durchführung der Berechnung (nach dem von Herrn Bose benutzten Schema) für die Menge der Elektronen in 1 cm³ Platin der Wert

$$5 \cdot 10^{20}.$$

Dies stimmt auffallend — und zwar in gewissen Grenzen sicher zufällig — mit dem von Herrn Bose gefundenen Mittelwert

$$4{,}3 \cdot 10^{20}$$

überein.

Herr Bose selbst gibt allerdings in seiner Arbeit als Mittelwert

$$1 \cdot 10^{22},$$

doch ist hier ein Versehen untergelaufen, indem bei der Berechnung der auf 1 cm³ bezogenen Vermehrung oder Verminderung der Elektronen die von der Ladung gebundene Anzahl in der Schicht statt durch das Volumen der Schicht nur durch die Dicke der Schicht dividiert ist. Der von Herrn Bose angegebene Mittelwert erscheint daher um das 23fache zu groß.[1])

Es war aber ein leichtes, zu zeigen, daß der obiger Rechnung zugrunde liegende Ausschlag des Galvanometers nicht von einer Widerstandsänderung des Platinstreifens herrührte, sondern daß trotz der oben bemerkten Vorsichtsmaßregel die Elektrizität von den Belegungen durch irgendwelche Leitung auf den Streifen und von ihm zum Teil durchs Galvanometer zur Erde ging. Denn der Sinn des Ausschlags war unabhängig von der Richtung des Brückenstromes und der Ausschlag trat sogar ohne Schließen des letzteren ein, was natürlich nur bei einer Überleitung der Elektrizität der Fall sein konnte. Da aber immerhin an die Möglichkeit zu denken war, daß eine, wenn auch geringe tatsächliche Änderung des Widerstandes durch Überleitung verdeckt würde, so wurde, um die letztere unschädlich zu machen, die Brücke statt mit Gleichstrom mit Wechselstrom betrieben und das Galvanometer durch ein Telephon ersetzt. Eine Widerstandsänderung von 0,5‰ war leicht zu bemerken, doch zeigte die Erregung des Feldes zwischen Belegung und Platinstreifen nicht die geringste Wirkung, mochte die influenzierende Ladung positives oder negatives Vorzeichen haben.

Nach diesen durchaus erfolglosen Versuchen ging ich an die Verfertigung eines Widerstandes, der von der störenden Überleitung der Elektrizität auf den Platinstreifen frei sein sollte. Der Platinstreifen erhielt Zylinderform, wurde auf einem Glasrohr mit Kundtscher Platinierungsflüssigkeit eingebrannt und zwischen die Belegungen in der Art eingebaut, wie es die Figur mit zugehörigen Maßen veranschaulicht. Das Wesentliche sind natürlich die auf dem äußeren und inneren Rohre mit heißem Schellack befestigten breiten Erdringe, die der Elektrizität von den Belegungen zum Streifen wohl keinen anderen Weg als durch das Glas selbst freizulassen versprachen. Die Abmessungen des Streifens, Kapazität der Belegungen usw. gibt die folgende Tabelle, in der entsprechende Werte aus der Arbeit des Herrn Bose (3. Versuchsreihe) hinzugezogen sind.

	Bose	P.
Länge des Streifens	10,4 cm	8 cm
Breite „ „	2,5 „	1,9 „
Dicke „ „	$20 \cdot 10^{-7}$ „	$13 \cdot 10^{-7}$ „

1) Außerdem findet sich in den für die Vermehrung oder Verminderung der Elektronen im cm³ angegebenen Zahlen ein Druckfehler. Statt

$0{,}22 \cdot 10^{19}$. $0{,}13 \cdot 10^{19}$. $0{,}04 \cdot 10^{19}$. $1{,}0 \cdot 10^{19}$

muß es heißen

$0{,}22 \cdot 10^{20}$. $0{,}13 \cdot 10^{20}$. $0{,}04 \cdot 10^{20}$. $1{,}0 \cdot 10^{20}$.

	Bose	P.
Widerstand des Streifens	52,8 Ω	44,2 Ω
Kapazität der Belegungen	69 cm	72 cm
Änderung des Widerstandes bei 21000 Volt	0,1 Ω	—

Zum Betriebe der Brücke wurde zuerst wieder Wechselstrom genommen und dabei das Telephon zur Vorsicht in ein ruhiges Nebenzimmer gebracht. 1‰ Änderung des Widerstandes wurde leicht und mit vollkommener Sicherheit von sechs Beobachtern erkannt. Kein einziger hingegen war fähig, bei Aufladung der Belegungen auf 17000 Volt auch nur die geringste Änderung des Tonminimums wahrzunehmen. Die Angaben des Herrn Bose ließen eine Widerstandsänderung von fast 2‰ erwarten, die man schon mühelos bei einigem Abstand des Telephons von der Ohrmuschel hätte vernehmen müssen.

Sodann wurde Gleichstrom genommen. Die Empfindlichkeit erhöhte sich bis zur Wahrnehmbarkeit von sicher $^1/_{10}$‰. Die Erregung des Feldes bis auf 15000 Volt gab einen ganz geringen Ausschlag, entsprechend einer Widerstandsänderung von höchstens 1—2 Zehntel pro Mille. Doch war sein Sinn wiederum unabhängig von der Richtung des Brückenstromes, ja, auch hier brauchte der Brückenstrom nicht einmal geschlossen zu sein. Der Ausschlag rührte also wieder von Leitung her, die allerdings so gering war, daß ich sie bereits auf Rechnung des Leitvermögens des Glases setzen möchte.

Für einen letzten Versuch wurde ein neuer Platinstreifen von zylinderförmiger Gestalt und gleicher Fläche wie der vorige hergestellt, aber mit höherem Widerstand, und zwar 440 Ω. Der ihm am nächsten kommende Streifen bei den Versuchen des Herrn Bose hatte bei ungefähr gleichen Abmessungen 329 Ohm Widerstand und gab bei einem Potential von 21000 Volt auf den Belegungen eine Widerstandsänderung von 0,51 Ω, d. h. rund 2‰. — Die Brücke wurde wiederum mit Gleichstrom betrieben und die influenzierenden Belegungen auf 17000 Volt geladen. Der Ausschlag des Galvanometers gab 3—4 Skalenteile einer Änderung des Widerstandes von $^1/_{10}$‰ entsprechend. Doch auch dieser Ausschlag des Galvanometers war gänzlich unabhängig vom Brückenstrom, erfolgte sogar wieder ohne denselben, war also irgendwelcher Überleitung zuzuschreiben; daher auch dieser Versuch als mißlungen zu betrachten ist.

Berlin. Physikalisches Institut der Universität. 16. Juni 1906.

(Eingegangen 18. Juni 1906.)

Über ein rotierendes elektromotorisches Feld.

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn R. Gans.

Von A. H. Bucherer.

Herr Gans verteidigt sich in dieser Zeitschrift 7, 342, 1906 gegen den Vorwurf einer voreiligen Kritik an einer A. Pflügerschen Arbeit über den Erdmagnetismus. Ich überlasse es in Übereinstimmung mit Herrn Pflüger dem Leser, sich von der Berechtigung dieses Vorwurfs zu überzeugen, indem ich ihn auf die Erwiderung Pflügers, l. c. 7, 162 und auf meine Arbeit l. c. 7, 256, 1906 verweise. Die folgenden Ausführungen sollen sich darauf beschränken, irrige Auffassungen des Herrn Gans bezüglich gewisser fundamentaler Fragen des Elektromagnetismus zu widerlegen.

1. Wenn Herr R. Gans behauptet, die Searlesche Ableitung der ponderomotorischen Kräfte eines elektromagnetischen Feldes auf mitbewegte Pole und Ladungen seien in der Lorentzschen Elektronentheorie nicht gültig, weil Searle auf dem Boden der Maxwell-„Hertz"-schen Theorie stehe, so lassen sich dagegen zwei Einwände erheben. Erstlich steht Herr Searle auf dem Standpunkte der Heavisideschen und nicht der Hertzschen Theorie. Daß zwischen diesen beiden Theorien weitgehende Analogien bestehen, ist bekannt. Aber gerade bei der Behandlung der Bewegung von elektrischen Ladungen führen sie zu abweichenden Resultaten. Nach Hertz werden z. B. die Kräfte, welche zwei geladene Körper aufeinander ausüben, durch eine gemeinsame Translation nicht geändert; anders bei Heaviside. — Ferner hat aber Herr Gans übersehen, daß die Gleichungen Heavisides mit den Lorentzschen identisch werden, wenn es sich um die Bewegung von Ladungen im reinen Äther handelt. Wenn ich also meinen Arbeiten über die Rotation geladener Körper die Gleichungen voranstelle, welche Lorentz für Vorgänge im reinen Äther angibt, so müssen meine Resultate dieselben sein, welche Searle auf dem Boden der Maxwell-Heavisideschen Theorie ableiten würde. Somit fallen alle Gegensätze, welche Herr Gans zwischen den beiden Theorien konstruiert hat und damit auch die Einwände gegen meine Berechnung der erwähnten ponderomotorischen Kräfte fort.

2. Wenn Herr Gans behauptet, es seien von mir die Kompensationsladungen nicht berücksichtigt, so übersieht er, daß die von mir angewandte Methode zu denselben Resultaten führen muß, wie die Anwendung des Prinzips der Kompensationsladungen. Wenn Herr Gans den Spezialfall der translatorischen Bewegung

eines Kondensators einmal durchrechnet, wird er sich hiervon überzeugen.

3. Daß in der Theorie mit Begriffen operiert wird, welche zwar an der Hand der Erfahrung gewonnen sind, deren exakte experimentelle Verwirklichung aber nur annäherungsweise erzielt wird, ist eine zu elementare Wahrheit, als daß ich hier länger dabei zu verweilen brauchte. Ein magnetischer Einheitspol ist ein solcher Begriff. Es ist Sache des Experimentators, die Bedingungen des Experiments möglichst so zu wählen, daß die Voraussetzungen der Theorie zutreffen.

4. Trotzdem Herr Gans nach umständlichen Rechnungen über die ponderomotorischen Kräfte auf mitbewegte Pole und Ladungen am Ende seiner Arbeit nicht einmal zu einer expliziten Angabe der von mir so einfach berechneten Werte gelangt, hat er auch noch eine wesentliche Einschränkung übersehen. Ich habe nämlich meine Berechnungen ausdrücklich auf stationäre Felder beschränkt, d. h. auf Felder, bei denen Strahlungen ausgeschlossen sind. Wie die Berechnungen des Herrn Gans dastehen, sind sie im allgemeinen falsch. Man denke sich eine im Felde befindliche Probeladung mitrotierend. Diese Ladung wird eine Strahlung aussenden und es werden neue Kräfte durch diese Strahlung bedingt. Nur wenn die Winkelgeschwindigkeit der Rotation so gering ist, daß w^2 gegen w verschwindet, können diese vernachlässigt werden.

5. Zum Schlusse möchte ich nicht verfehlen, hervorzuheben, daß die Ausführungen des Herrn Gans mich nicht veranlassen können, an meinen Veröffentlichungen über das Feld einer rotierenden Ladung etwas zu ändern oder hinzuzufügen.

Bonn, Physik. Institut, den 30. Mai 1906.

(Eingegangen 1. Juni 1906.)

Bemerkungen zu einem thermochemischen Satze Julius Thomsens.

Von Emil Bose.

Julius Thomsen, der Altmeister kalorimetrischer Messungen, hat im ersten Bande seiner: „Thermochemischen Untersuchungen" in Kapitel 4 eine interessante Betrachtung angeknüpft an die Bestimmungen der Mischungswärmen und spezifischen Wärmen von Wasser-Alkoholgemischen, die von Dupré und Page ausgeführt worden sind. Seine Rechnungen führen ihn zu dem Schluß, daß aus jenen Versuchen von Dupré und Page deutlich hervorgeht,

„daß beim Siedepunkt der Alkoholmischungen oder unweit desselben sich die Bestandteile der Mischung ohne Wärmetönung trennen und daß demnach auch das Mischen von Alkohol und Wasser bei dem Siedepunkte der entstehenden Mischung ohne Wärmetönung geschieht."

Dieser auch in der Thomsenschen Darstellung gesperrt hervorgehobene Satz würde überaus interessant sein, wenn man Grund hätte zu vermuten, daß er eine gewisse Allgemeingültigkeit besäße. Dies ist aber schon an sich keineswegs wahrscheinlich, und auch Thomsen schließt vorsichtigerweise daran die Bemerkung: „Da der Siedepunkt sich mit dem Druck ändert, so ist wohl das Zusammenfallen der besprochenen Temperatur mit dem normalen Siedepunkte ein zufälliges." Weiterhin fügt Thomsen hinzu, daß zur genaueren Prüfung und Entscheidung noch Versuche über die spezifischen Wärmen der Wasser-Alkoholgemische bei höheren Temperaturen fehlen. Thomsen operiert nämlich mit dem Satze der Thermodynamik, daß die Abweichung der spezifischen Wärme einer Mischung von der Mischungsregel den mit entgegengesetztem Vorzeichen genommenen Temperaturkoeffizienten der Mischungswärme ergibt.

Späterhin hat nun Blümcke spezifische Wärmebestimmungen an Wasser-Alkoholgemischen ausgeführt und seine Zahlen zur Neuprüfung des Thomsenschen Satzes verwendet. Er äußert sich am Schluß seiner Abhandlung dahin, daß seine Versuche weniger gut mit der Thomsenschen Theorie übereinstimmen, als die von diesem benutzten Zahlen, daß sie aber immerhin nicht geeignet sind Thomsens Schlüsse umzustoßen.

Ich bin nun in der Lage, an direkten Messungen der Mischungswärmen bei verschiedenen Temperaturen zu zeigen, daß der Thomsensche Satz einmal nur eine rohe Annäherung an die Wirklichkeit darstellt und daß derselbe auch nur beim Äthylalkohol aufgestellt werden konnte, bei welchem rein zufälligerweise die Nullwerte der Wärmetönungen in der Nähe der Siedepunkte liegen. Das ausführliche Beobachtungsmaterial, aus welchem die unten stehenden Zahlen erhalten sind, wird demnächst an anderer Stelle in extenso publiziert werden. Desgleichen kann es nicht der Zweck dieser Zeilen sein, die Methodik der Beobachtungen hier näher zu behandeln. Es sollen vielmehr lediglich für je drei Temperaturen die Werte der molekularen Mischungswärmen für die drei Systeme

Äthylalkohol-Wasser
Methylalkohol-Wasser
Propylalkohol-Wasser

von 5 zu 5 Prozent Wassergehalt tabellarisch und graphisch zusammengestellt werden. Einige

mit Äthylalkohol bezw. Propylalkohol noch bei einer vierten Temperatur ausgeführte Versuche sind ebenfalls in die Tabellen und Kurvenzeichnungen aufgenommen, und können zur Vervollständigung des Gesamtbildes dienen.

Molekulare Mischungswärmen von Äthylalkohol mit Wasser.

(1 Grammolekül Äthylalkohol bei der Temperatur t mit so viel Wasser gemischt, daß die Mischung p Gewichtsprozente Wasser enthält, gibt die in der Tabelle gegebenen Wärmetönungen in gr-Kalorien.)

Gewichtsproz. Wasser p	$t = 0{,}00^0$	$t = 17{,}33^0$	$t = 42{,}05^0$	$t = 73{,}6^0$
0	0,00	0,00	0,00	0,00
5	57,6	36,8	1,84	—39,1
10	102,7	70,9	8,29	—66,3
15	146,0	105,5	19,34	—88,9
20	192,5	144,1	36,8	
25	250,5	192,0	62,2	
30	324,2	251,9	93,5	
35	413,5	326,0	134,5	
40	520,4	414,5	184,2	
45	647,9	525,0	246,8	
50	800,3	650,2	327,0	
55	990,1	799,4	426,9	
60	1239	978,6	538,8	
65	1529	1197	667,7	
70	1842	1441	819,7	
75	2174	1708	990,1	
80	2505	1985	1170	
85	2814	2224	1363	
90	3090	2413	1552	+553
95	3279	2579	1603	746
100	[3408]	[2643]	[1672]	[840]

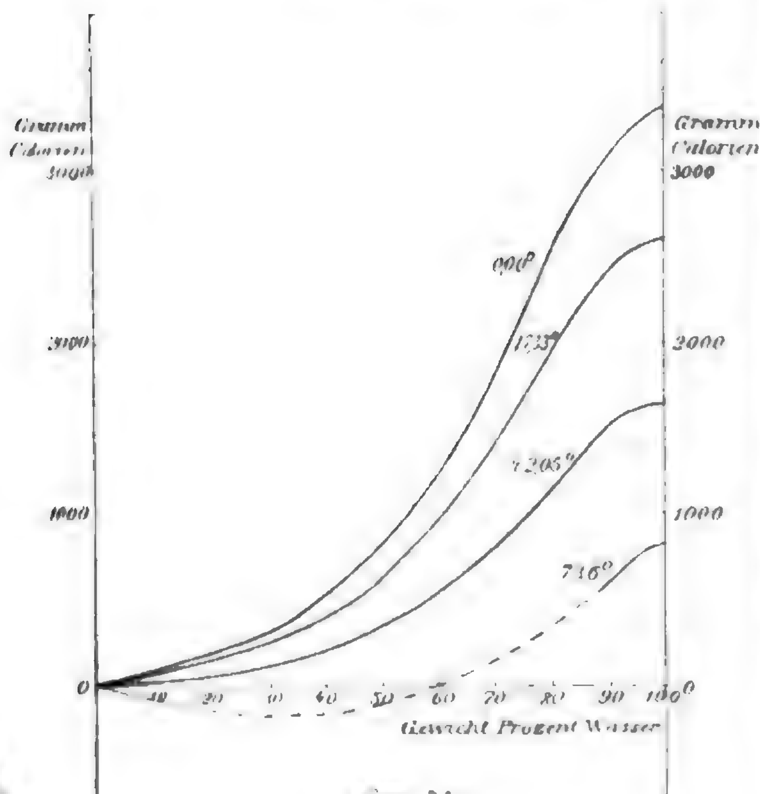


Fig. 1.

Molekulare Mischungswärmen von Methylalkohol mit Wasser.

(Wird bei der Temperatur t ein Gramm Molekül Methylalkohol mit so viel Wasser gemischt, daß die Mischung p Gewichtsprozente Wasser enthält, so ergeben sich die folgenden Wärmetönungen.)

Gewichtsproz. Wasser p	$t = 0{,}00^0$ C	$t = 19{,}69^0$	$t = 42{,}37^0$
0	0,00	0,00	0,00
5	64,1	56,7	29,5
10	120,4	107,9	66,0
15	174,2	162,7	107,3
20	227,1	210,4	148,0
25	282,8	262,3	188,0
30	340,8	317,1	228,7
35	406,8	374,8	272,9
40	477,2	442,0	323,5
45	554,1	518,9	381,2
50	643,8	599,0	442,0
55	749,5	695,1	515,7
60	871,2	807,2	592,6
65	1015,4	932,1	682,2
70	1166	1063	775,1
75	1336	1188	871,2
80	1518	1332	967,3
85	1685	1470	1070
90	1970	1608	1172
95	2024	1685	1243
100	[2060]	[1714]	[1297]

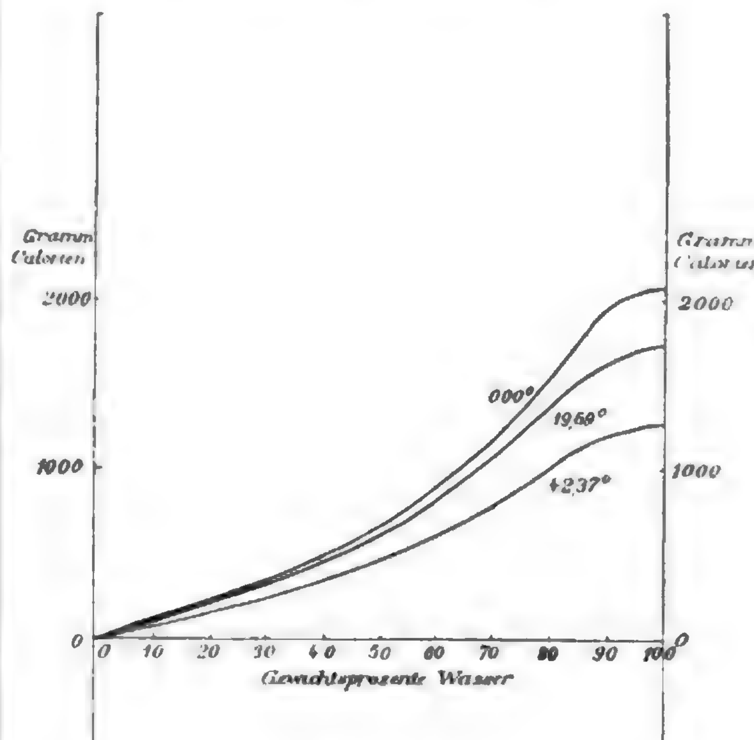


Fig. 2.

Molekulare Mischungswärmen von normalem Propylalkohol mit Wasser.

(1 Grammolekül Propylalkohol bei der Temperatur t mit so viel Wasser gemischt, daß die Mischung p Gewichtsprozente Wasser enthält,

gibt die in der Tabelle angegebenen Wärmetönungen in gr-Kalorien.

Gewichtsproz. Wasser p	$t = 0{,}00^0$	$t = 21{,}03^0$	$t = 43{,}44^0$	$t = 79{,}7^0$
0	0,00	0,00	0,00	0,00
5	−6,4	−28,8	−72,1	
10	0,0	−49,8	−127,9	
15	+14,4	−58,9	−167,6	
20	41,4	−48,6	−188,6	
25	81,7	−31,8	−190,4	
30	134,5	0,0	−185,6	
35	200,6	+41,4	−175,4	
40	283,5	91,9	−158,0	
45	387,4	155,0	−134,5	
50	515,3	231,8	−103,3	
55	678	329,7	−60,1	
60	889	456,5	0,00	
65	1153	618,6	+72,1	
70	1514	829	166,4	
75	1994	1099	295,5	
80	2553	1477	480	
85	3027	1904	727	
90	3387	2210	931	−960
95	3604	2462	1117	−660
100	[3750]	[2613]	[1250]	

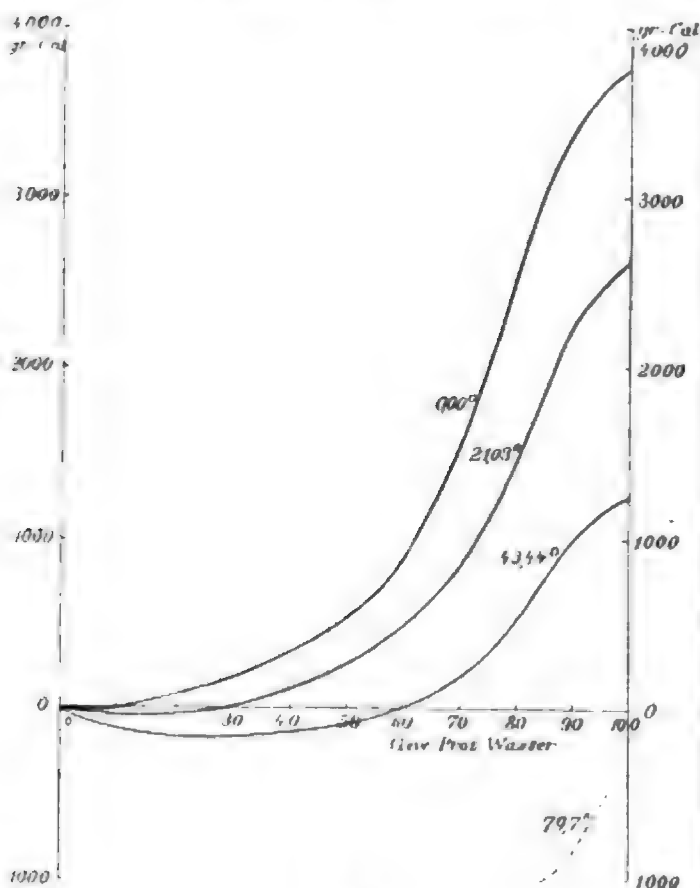


Fig. 3.

Eine nähere Betrachtung der Tabellen und Kurven zeigt, daß die Wärmetönungen beim Äthylalkohol schon früher negativ werden als der Siedepunkt der betreffenden Mischung erreicht wird. Die These Thomsens gilt also auch beim Äthylalkohol nur in sehr roher Annäherung. Beim Methylalkohol, dessen Wassergemische erheblich niedriger sieden als die Äthylalkoholgemische gleichen Prozentgehaltes, bleibt die Wärmetönung beim Siedepunkt meist noch erheblich positiv. Die Abweichungen von dem Thomsenschen Satze werden hier vielleicht etwas weiter nach der positiven, wie bei jenem nach der negativen Seite liegen. Nimmt man nun aber die Resultate beim Propylalkohol hinzu, so zeigen diese einen Vorzeichenwechsel der Wärmetönung bei Temperaturen, welche weit unter den Siedepunkten liegen und machen es damit evident, daß jene Folgerung Julius Thomsens der rein zufälligen Konstellation der Zahlen bei den Äthylalkohol-Wasser-gemischen ihren Ursprung verdankt. Die Genauigkeit des der Thomsenschen Rechnung zugrundeliegenden Zahlenmaterials war eine derartige, daß die Abweichungen damals durchaus in den Versuchsfehlern liegen konnten. Durch den Übergang zu anderen Substanzpaaren erst war es möglich, über die Bedeutung des an der Spitze dieser Ausführungen gestellten Satzes Klarheit zu gewinnen. Es möge hier nur noch beiläufig darauf hingewiesen sein, daß meine Mischungsversuche bei verschiedenen Temperaturen zusammen mit von mir gemeinsam mit Herrn Müller ausgeführten Versuchen über die spezifischen Wärmen der untersuchten Gemische eine Prüfung des thermodynamischen Satzes ermöglichte, nach welchem die Änderung der Wärmetönung mit der Temperatur entgegengesetzt gleich ist der Abweichung der spezifischen Wärme von der Mischungsregel. Diese Folgerung der Thermodynamik findet sich bei niederen Temperaturen für Wasser-Alkoholgemische vorzüglich bestätigt, bei höheren Temperaturen (über 40°) werden die Fehlerquellen dagegen erheblich größer, so daß hier die Übereinstimmung zwischen beiden Größen noch etwas zu wünschen übrig läßt. Wie übrigens ein Vergleich meiner Wärmetönungen beim Äthylalkohol mit den von Thomsen benutzten Werten von Dupré und Page zeigt, besteht zwischen beiden im allgemeinen eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

Über eine neue Methode, den Ausdehnungskoeffizienten von Flüssigkeiten zu bestimmen

Von Giovanni Costanzo.

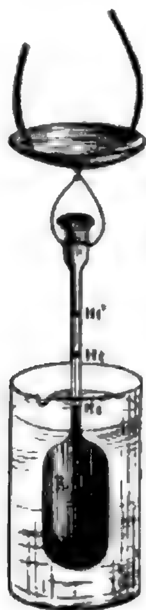
Bezeichnet man mit Δ den absoluten Ausdehnungskoeffizienten einer Flüssigkeit, mit δ den scheinbaren Ausdehnungskoeffizienten derselben Flüssigkeit, und mit k den kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Gefäßes, in welchem die Flüssigkeit enthalten ist, so besteht bekanntlich die Beziehung

$$\Delta = \delta + k + \delta k .$$

Da hier nun δk das Produkt aus zwei sehr kleinen Brüchen ist, so kann man es vernachlässigen; somit erhält man ohne merklichen Fehler die Gleichung

$$\Delta = \delta + k. \tag{1}$$

Der Zweck dieser meiner Veröffentlichung ist, eine neue Methode zur experimentellen Bestimmung des Koeffizienten Δ mitzuteilen, eine Methode, welche ich als „hydrostatische" Methode bezeichnen möchte, deshalb, weil sie sich auf den Gebrauch der hydrostatischen Wage stützt.



Es sei R (siehe die Figur) ein nach Art der Pyknometerfläschchen gefertigtes Glasgefäß, welches oben in einen langen, schlanken und gut kalibrierten Hals von bekanntem inneren Querschnitt s ausläuft. Die Kapazität von R bis zu einer bestimmten am Halse angebrachten Marke H_0 bei der Temperatur 0° C sei U_0; das äußere Volumen bis zur gleichen Marke H_0 und ebenfalls bei der Temperatur 0° sei V_0.

R wird mit der zu untersuchenden Flüssigkeit bei 0° bis zur Marke H_0 gefüllt und in Luft gewogen. Das so erhaltene Gewicht sei P. Alsdann hängt man den so weit gefüllten Ballon R an die Schale einer Präzisionswage und taucht ihn bis an die Marke H_0 in ein mit Wasser von einer bestimmten Temperatur t^0 gefülltes Gefäß. Beim Übergang von der Temperatur 0° auf die Temperatur t^0 — die von einem in das Wasser eintauchenden Thermometer angegeben wird — wird die in R enthaltene Flüssigkeit ihr Volumen vergrößern, und infolgedessen wird ihr Niveau im Halse des Fläschchens von H_0 bis zu einer gewissen Marke H_t steigen. Das Volumen des Fläschchens R wird gleichfalls zunehmen, und um das Gleichgewicht der Wage herzustellen, wird man auf die andere Wagschale eine gewisse Anzahl von Gewichten P_t legen müssen, welche durch die Gleichung

$$P_t = P - V_t d_t$$

gegeben sein wird. Hier bezeichnet V_t das äußere Volumen des Gefäßes R bis zur Marke H_0, wenn es sich auf der Temperatur t^0 befindet, und d_t die Dichtigkeit des Wassers bei derselben Temperatur von t^0.

Nunmehr bringt man das Wasser, sowie die in R enthaltene Flüssigkeit von der Temperatur t^0 auf die Temperatur t'^0, und zwar sei $t' > t$. Das Gefäß R und die in ihm befindliche Flüssigkeit werden sich ausdehnen, und die freie Oberfläche der Flüssigkeit wird von H_t nach $H_{t'}$ steigen, während das ganze eintauchende System einen von unten nach oben gerichteten Auftrieb erleiden wird, welcher gegeben sein wird durch den Ausdruck $V_{t'} d_{t'}$. Hier bezeichnet $V_{t'}$ das Volumen von R bis an die Marke H_0, wenn R auf die Temperatur t'^0 gebracht ist, und $d_{t'}$ die Dichte des Wassers bei t'^0. Um das Gleichgewicht der Wage herzustellen, wird nunmehr ein Gewicht $P_{t'}$ erforderlich sein, welches gegeben ist durch

$$P_{t'} = P - V_{t'} d_{t'}.$$

Aus den beiden letzten Gleichungen erhält man:

$$V_{t'} - V_t = \frac{P - P_{t'}}{d_{t'}} - \frac{P - P_t}{d_t}.$$

Der Wert des Koeffizienten δ ist offenbar gegeben durch die Höhenzunahme der Flüssigkeitssäule im Halse des Gefäßes R, dividiert durch das Volumen U_0 der Flüssigkeit bei der Temperatur 0° und durch die Temperaturdifferenz $t' - t$. Es wird also sein:

$$\delta = \frac{s \cdot \overline{H_t H_{t'}}}{U_0 (t' - t)}. \tag{2}$$

Der Wert des Koeffizienten k ist gegeben durch

$$k = \frac{V_{t'} - V_t}{V_0 (t' - t)};$$

berücksichtigt man hierbei die oben abgeleitete Beziehung für den Wert $V_{t'} - V_t$, so erhält man für unseren vorliegenden Fall:

$$k = \frac{1}{V_0 (t' - t)} \left(\frac{P - P_{t'}}{d_{t'}} - \frac{P - P_t}{d_t} \right). \tag{3}$$

Es ergibt sich also aus der Gleichung (1):

$$\Delta = \frac{1}{t' - t} \left[\frac{s \cdot \overline{H_t H_{t'}}}{U_0} + \frac{1}{V_0} \left(\frac{P - P_{t'}}{d_{t'}} - \frac{P - P_t}{d_t} \right) \right]. \tag{4}$$

Um den genauen Wert für Δ zu erhalten, müßte man zu dem zweiten Gliede dieser letzten Gleichung noch das Produkt δk hinzufügen, welches man aus den Gleichungen (2) und (3) erhalten würde; indessen ist dies, wie bereits eingangs erwähnt wurde, praktisch nicht erforderlich.

Das zweite Glied der Gleichung (4) enthält die beiden Größen d_t und $d_{t'}$; diese sind bekannt.[1] Die Werte der übrigen Größen lassen sich leicht bestimmen. Einige von ihnen können sogar ein für allemal bestimmt werden, weil sie für einen und denselben Apparat konstant sind, nämlich die Werte von δ, U_0 und V_0. Die übrigen Bestimmungen reduzieren sich auf die unvermeidlichen Temperaturmessungen, auf die Bestimmung der Länge $\overline{H_t H_{t'}}$ und auf Massenbestimmungen.

Ich will hier nicht auf die Einzelheiten eingehen, welche bei der tatsächlichen Ausführung des Apparates empfehlenswert sind, wie besonders die Maßregeln zur Konstanthaltung der Temperaturen t^0 und t'^0 während der Wägung. Jeder mit praktischen Messungen einigermaßen vertraute Experimentator weiß von Fall zu Fall die geeigneten Anordnungen zu ersinnen und auszuführen.

Ich habe mich darauf beschränkt, die Bestimmung des Wertes von Δ, soweit ich vermochte, zurückzuführen auf die Bestimmung von Massen, das heißt auf den Gebrauch der Wage, des empfindlichsten Instrumentes, über welches die Physik verfügt, vielleicht des einzigen, welches — innerhalb von Fall zu Fall durch den Experimentator festzustellender Grenzen — eine mathematisch genaue Messung erlaubt.

Wie ersichtlich, liefert Gleichung (3) den Wert des kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Gefäßes, wenn d_t und $d_{t'}$ bekannt sind. Die Methode ließe sich somit auch zur Bestimmung der kubischen Ausdehnungskoeffizienten für viele feste Körper verwenden, besonders für Glas.

1) Sie sind aus den bekannten Tabellen von Rossetti zu entnehmen.

Bologna, St. Ludwigs-Gymnasium, im Januar 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Mai 1906.)

Zur Theorie des Foucaultschen Pendels.

(Erwiderung auf die Bemerkung des Hrn. Tesař.)

Von A. Denizot.[1]

In einem früheren Hefte dieser Zeitschrift versucht Herr Tesař[2] zu wiederholtem Male zu zeigen, „daß die Drehung der Pendelebene ihre Ursache in erster Linie in der Coriolisschen Kraft findet, während der Zentrifugalkraft nur die Bedeutung eines störenden sekundären Einflusses zukommt". In dieser Erwiderung beschränke ich mich nur auf einige der hauptsächlichsten Punkte der vom Verf. entwickelten Gedankenreihe.

Der Erwiderung werden noch einige Bemerkungen über die Beziehung der obigen Zentrifugalkraft zu dem allgemeinen sphärischen Pendelproblem hinzugefügt.

1. In Art. 8 seiner neuen Abhandlung stellt Herr T. ein Verhältnis auf, das, wie er glaubt, das Verhältnis der instantanen Zentrifugalkraft zu der Coriolisschen Kraft ist. Dieses Verhältnis wird aus den von Herrn T. aufgestellten Bewegungsgleichungen (1) durch Elimination der Größe R gewonnen. Zu diesem Zwecke werden die Gleichungen mit verschiedenen Faktoren multipliziert; die so erhaltenen Gleichungen, addiert bezw. subtrahiert, liefern die Gleichungen (4) bezw. (5). Die in diesen Gleichungen „von der gewöhnlichen Zentrifugalkraft herrührenden Glieder" sowie die „auf der Coriolisschen Kraft basierenden" sind alles andere, nur nicht die betreffenden Kräfte selbst. Daher ist das Verhältnis (9) auch nicht das Verhältnis der beiden in Frage kommenden Kräfte. Die vom Verf. aufgestellten Tabellen und berechneten Zahlen entbehren daher jeder Grundlage zur Beurteilung der relativen Größe dieser beiden fingierten Kräfte.

Für eine richtige Durchführung dieser Frage müßte Herr T. die beiden Kräfte einzeln berechnen, so wie er das auch in Art. 14 angedeutet, aber nicht durchgeführt hat. Für den Nordpol z. B. erhält man für die C-Kraft bzw. Z-Kraft die Beträge $2wc$ bzw. $w^2\varrho$, wo c die relative Geschwindigkeit des Körpers und ϱ dessen Entfernung von der Erdachse ist. Für $c = \frac{w\varrho}{2}$ sind beide Kräfte gleich und für kleinere Geschwindigkeiten ist die Z-Kraft größer als die C-Kraft.

Im weiteren Verlaufe seiner Entwickelungen findet Herr T., daß „die die Krümmung" der Bahn „wesentlich gestaltende Kraft nicht die Coriolissche Kraft, sondern die Reaktion des Fadens" ist. Hiermit konstruiert Herr T. wiederum ein Perpetuum mobile. Denn die Fadentension gehört zu Kräften, welche „bei jeder Lage des Punktes in der Kugelfläche unwirksam sind"[1]; die „Reaktion des Fadens" kann also in der Kugelfläche weder eine Krümmung der Bahn noch eine Pendelbewegung hervorrufen, auf welchem Um-

1) Anmerkung der Redaktion: Da nunmehr im Anschluß an die erste Mitteilung des Herrn Denizot die Herren Tesař und Denizot je zweimal das Wort ergriffen haben, wird die Diskussion zwischen Beiden hiermit geschlossen.

2) L. Tesař, diese Zeitschrift 7, 199, 1906.

1) Vergl. H. v. Helmholtz, Vorlesungen über die Dynamik diskreter Massenpunkte. Herausg. v. Otto Krigar-Menzel, S. 75, Leipzig 1898.

stande die Ableitung des Sinusgesetzes durch Herrn Tesař u. a. beruht. Daß sich Herr T. „da in bester Gesellschaft" befindet, ändert nichts an der Unrichtigkeit eines solchen Verfahrens.

2. Im Gegensatz zu der von Herrn T. ohne Beweis ausgesprochenen Behauptung, daß die Coriolissche Kraft die primäre, die instantane Zentrifugalkraft die sekundäre Ursache der Erscheinung am Foucaultschen Pendel sei, will ich im folgenden zeigen, daß auch bei dem allgemeinen sphärischen Pendelproblem der instantanen Zentrifugalkraft zunächst mindestens dieselbe Existenzberechtigung wie der Coriolisschen Kraft zugeschrieben werden muß, wenn man nicht von vornherein auf eine einwandfreie Betrachtung verzichten will. Die Untersuchung führe ich zunächst nur für den Nordpol durch, da man hier keine Vernachlässigungen und Näherungsrechnungen nötig hat. Für beliebige Breiten ist die Rechnung nicht so einfach.

Die betreffenden Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned} x'' &= w^2 x - 2 w y' - R\frac{x}{l} \\ y'' &= w^2 y + 2 w x' - R\frac{y}{l} \\ z'' &= g - R\frac{z}{l} \\ l^2 &= x^2 + y^2 + z^2. \end{aligned} \tag{1}$$

Für das Prinzip der lebendigen Kraft erhält man:

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - w^2(x^2 + y^2) = 2gz + H, \tag{2}$$

wo H eine Konstante ist.

Außerdem erhält man aus den beiden ersten Gleichungen für das Prinzip der Flächen:

$$xy' - yx' = c + w(x^2 + y^2). \tag{3}$$

Nach Einführung der Polarkoordinaten

$$\begin{aligned} x &= l \sin\psi \cos\Theta \\ y &= l \sin\psi \sin\Theta \\ z &= l \cos\psi \end{aligned} \tag{4}$$

und der hieraus folgenden Geschwindigkeiten:

$$\begin{aligned} x' &= l \cos\psi \cos\Theta \frac{d\psi}{dt} - l \sin\psi \sin\Theta \frac{d\Theta}{dt} \\ y' &= l \cos\psi \sin\Theta \frac{d\psi}{dt} + l \sin\psi \cos\Theta \frac{d\Theta}{dt} \\ z' &= - l \sin\psi \frac{d\psi}{dt} \end{aligned} \tag{5}$$

erhält man für die beiden Prinzipe:

$$l^2\left\{\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 + \sin^2\psi\left(\frac{d\Theta}{dt}\right)^2 - w^2\sin^2\psi\right\} = 2gl\cos\psi + H. \tag{6}$$

$$l^2 \sin^2\psi \frac{d\Theta}{dt} = c + w l^2 \sin^2\psi. \tag{7}$$

Nun werde die bekannte Beziehung

$$\Theta - tw = \vartheta \tag{8}$$

eingeführt. Man erhält für (6) und (7):

$$l^2\left\{\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 + \sin^2\psi\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)^2\right\} = 2gl\cos\psi + h \tag{9}$$

$$l^2 \sin^2\psi \frac{d\vartheta}{dt} = c, \tag{10}$$

wenn $h = H - 2cw$ als neue Konstante gesetzt wird.

Diese Gleichungen sind identisch mit Gleichungen, welche auf ruhender Erde für das sphärische Pendel gelten, wobei Θ mit ϑ durch die Relation (8) verbunden ist. Hierdurch wird das Sinusgesetz am Nordpol bestätigt.

Für $\frac{d\vartheta}{dt} = 0$ in (9) und (10) erhält man den speziellen Fall der ebenen Schwingungen. Aus Beziehung (8) folgt dann $\frac{d\Theta}{dt} = w$.

Den Anfangszustand (Umkehrpunkt) eines auf rotierender Erde schwingenden Pendels charakterisieren wir durch die Festsetzungen:

$$\psi = \psi_0, \quad \left(\frac{d\psi}{dt}\right)_0 = 0, \quad \left(\frac{d\Theta}{dt}\right)_0 = \frac{d\Theta}{dt} = w.$$

Alsdann wird Gleichung (7) von selbst erfüllt und Gleichung (6) geht über in die Gleichung eines Kreispendels:

$$\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 = \frac{2g}{l}(\cos\psi - \cos\psi_0),$$

so daß wir sagen können: die Schwingungsebene rotiert mit der Geschwindigkeit w um die Erdachse. Gleichzeitig sieht man, daß hierdurch die Schwingungsdauer nicht verändert wird.

In meinen Arbeiten habe ich den Fall eines sphärischen Pendels gar nicht behandelt; ich habe mich von vornherein auf den ideellen Fall des Foucaultschen Pendels beschränkt, daß die Schwingungen stets in einer vertikalen Ebene (Schwingungsebene) erfolgen. Wenn aber etwa durch die Versuchsanordnung dem sich bewegenden Körper der Zwang auferlegt wird, sich in einer senkrechten (für den Beobachter sich drehenden) Ebene zu bewegen, dann spielt die Coriolissche Kraft für die ideelle Ebene (bezw. für den Kreis, auf dem sich der Körper bewegt) nur die Rolle einer Reaktionskraft, die auf die Bewegung selbst ohne Einfluß ist; in den Bewegungsgleichungen darf man die Coriolissche Kraft selbstverständlich nicht fortlassen. Es kam mir vor allem darauf an, zu zeigen, daß bei der Erklärung der Drehung der Schwingungsebene eines Pendels einerseits die Zentrifugalkraft vollständig mit Unrecht vernachlässigt wird, andererseits die Coriolissche Kraft die Erklärung nicht liefern kann. Dabei kann der physikalische Sinn der Einführung dieser beiden fingierten Kräfte in folgender Weise gedeutet werden: Ein Physiker, der von der Erddrehung nichts

wüßte, würde aus der Beobachtung der Drehung der Schwingungsebene die instantane Zentrifugalkraft und aus der Bewegung des Körpers in dieser Ebene als einen Normalwiderstand der Bahn die Coriolissche Kraft folgern. Es hat aber keinen Zweck, bei dem Foucaultschen Pendelproblem von einer primären bzw. sekundären Ursache zu reden; denn die Erscheinung ist eine Folge der relativen Bewegung, die erst vollständig durch beide Kräfte, sowohl durch die Z-Kraft wie durch die C-Kraft bestimmt wird.

3. Bisher wurde dieses Problem in folgender Weise behandelt. Die betreffenden Gleichungen[1]) lauten:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -2w\sin\varphi\frac{dy}{dt} + \lambda x \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= 2w\left(\sin\varphi\frac{dx}{dt} + \cos\varphi\frac{dz}{dt}\right) + \lambda y \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= g - 2w\cos\varphi\frac{dy}{dt} + \lambda(z+l) \\ l^2 &= x^2 + y^2 + (l+z)^2. \end{aligned} \tag{11}$$

Diese Gleichungen unterscheiden sich von denjenigen für eine ruhende Erde geltenden nur durch die Glieder der Coriolisschen Kraft, so daß diese Kraft für die Erscheinung am Foucaultschen Pendel als die einzige Ursache angesehen wird.

Aus diesen Gleichungen werden dann näherungsweise die beiden folgenden Gleichungen gefolgert:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = -\frac{g}{l}(x^2+y^2) + H \tag{12}$$

$$x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt} = c + w\sin\varphi\,(x^2+y^2). \tag{13}$$

Um die verschiedenen Größen miteinander als reine Zahlen vergleichen zu können, denken wir uns im folgenden die Längen mit dem Faktor $\frac{1}{l}$, die relativen Geschwindigkeiten mit $1/\sqrt{\frac{1}{2}lg}$, die Winkelgeschwindigkeiten mit $\sqrt{\frac{2l}{g}}$ multipliziert.[2]) Bei der Rechnung werden x, y, sowie $\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}$ als kleine Größen 1. Ordnung behandelt.

Durch die Substitution

$$x = r\cos\Theta,\quad y = r\sin\Theta$$

gehen die Gleichungen (12) und (13) über in:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\Theta}{dt}\right)^2 = -\frac{g}{l}r^2 + H. \tag{14}$$

$$r^2\frac{d\Theta}{dt} = c + r^2 w\sin\varphi. \tag{15}$$

1) G. Kirchhoff, Mechanik, S. 93, 3. Auflage; W. Voigt, Elementare Mechanik, S. 112, 2. Auflage.

2) W. Voigt, l. c.

Durch Einführung von

$$\Theta - tw\sin\varphi = \vartheta \tag{16}$$

folgt:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left\{\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)^2 + w^2\sin^2\varphi\right\} = -\frac{g}{l}r^2 + h. \tag{17}$$

$$r^2\frac{d\vartheta}{dt} = c. \tag{18}$$

Wenn die bisherigen Rechnungen als einwandfrei vorausgesetzt werden, so ist jedenfalls die weitere Schlußfolgerung, die auf der Vernachlässigung des Gliedes $w^2\sin^2\varphi$ in Gleichung (17) beruht, ganz willkürlich.

Diese Vernachlässigung kommt darauf hinaus, daß in dem Quadrat der Beziehung

$$\frac{d\Theta}{dt} = \left(1 + \frac{w\sin\varphi}{\frac{d\vartheta}{dt}}\right)\frac{d\vartheta}{dt}$$

das Glied

$$\frac{w^2\sin^2\varphi}{\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)^2} = \varepsilon^2$$

als klein 2. Ordnung vernachlässigt wird.

Da

$$\frac{w\sin\varphi}{\frac{d\vartheta}{dt}} = \varepsilon$$

klein 1. Ordnung vorausgesetzt wird, so ist bei endlichem $\frac{d\vartheta}{dt}$ die Winkelgeschwindigkeit $w\sin\varphi$ klein 1. Ordnung. Mithin ist das Glied

$$w\sin\varphi\,(x^2+y^2)$$

in Gleichung (13) eine kleine Größe 3. Ordnung. Da die linke Seite als eine Größe 2. Ordnung vorausgesetzt wird, so muß man konsequenterweise das Glied 3. Ordnung fortlassen. Durch die Festsetzung, daß $\frac{d\vartheta}{dt}$ gegen $w\sin\varphi$ bedeutend groß sein soll, werden übrigens kleine Geschwindigkeiten von der Betrachtung ausgeschlossen. Läßt man den Kunstgriff nicht gelten, daß man in Gleichung (13) neben Größen 2. Ordnung noch eine Größe 3. Ordnung beibehält, so wird man aus den übrig bleibenden Gleichungen mit Größen 2. Ordnung wohl nicht mehr die Coriolissche Kraft als die „primäre" Ursache der Drehung der Schwingungsebene ansehen können.

4. Indes ist es nicht nötig, $w\sin\varphi$ als kleine Größe 1. Ordnung in die Rechnung einzuführen, wenn man in dem Prinzip der lebendigen Kraft noch die instantane Rotationsenergie berücksichtigt; dann hat man näherungsweise die Gleichung:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\Theta}{dt}\right)^2 - r^2 w^2 \sin^2\varphi - r^2 w^2 \cos^2\varphi \sin^2\Theta = 2gz + H. \quad (19)$$

Ist ψ die Amplitude des Pendels, so werde $r = l\psi$, ferner $\frac{d\Theta}{dt} = w \sin\varphi$ gesetzt, und man erhält für kleine Werte von ψ und $\Theta = tw \sin\varphi$ als Gleichung des Problems:

$$\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 = \frac{2g}{l}(\cos\psi - \cos\psi_0).$$

D. h. die Schwingungsdauer wird in erster Annäherung von der Erddrehung nicht beeinflußt.

5. Diese neuen Entwicklungen bestätigen nur meine früheren Auseinandersetzungen, vor allem den Umstand, daß auch bei einer allgemeineren Auffassung des Problems die instantane Zentrifugalkraft, wie es bisher geschah, nicht vernachlässigt werden darf.

Die in diesen Blättern (6, 556, 677, 7, 199) mit Herrn Tesar durchgeführte Polemik zeigt, zu was für verwickelten, unhaltbaren Hypothesen die Festhaltung an der Coriolisschen Kraft als der „primären Ursache" der scheinbaren Drehung der Schwingungsebene eines Pendels führt. Die Einwände meiner Gegner kommen schließlich auf dasselbe hinaus. Herr Rudzki (6, 679, Ann. d. Phys. 18, 1070, 1905) hält die Zentrifugalkraft für einen Teil der Schwerkraft, Herr Tesař (Ann. d. Phys. 19, 613, 1906) denkt sich diese fingierte Kraft durch eine wirkliche Drehung des sich bewegenden Körpers um die instantane Achse erzeugt. Wie ich bereits gezeigt habe (Ann. d. Phys. 19, 868, 1906), beruhen beide Anschauungen auf einer Verwechslung des Zustandes der Ruhe mit dem der Bewegung.[1])

1) Vgl. demnächst: Sitzungsber. der Berl. mathem. Gesellschaft, 1906.

Charlottenburg, Mai 1906.

(Eingegangen 4. Mai 1906.)

Kontinuierliche Tonreihe aus Resonatoren mit Resonanzböden.

Von M. Th. Edelmann.

Die Helmholtzschen Kugelresonatoren dienen bekanntlich zur Analyse von Klängen, welche von der Schallquelle aus bereits in die Luft übergegangen sind. Zum Abhorchen von Schwingungen, welche feste Körper, z. B. der Stiel einer Stimmgabel, die verschiedenen Orte einer Kirchenglocke etc. ausüben, sowie zu manchen anderen akustischen Versuchen kann man vorteilhaft die nachstehend beschriebene Modifikation dieses Apparates verwenden.

Kreis *a b c*, Fig. 1, zeigt den Schnitt durch

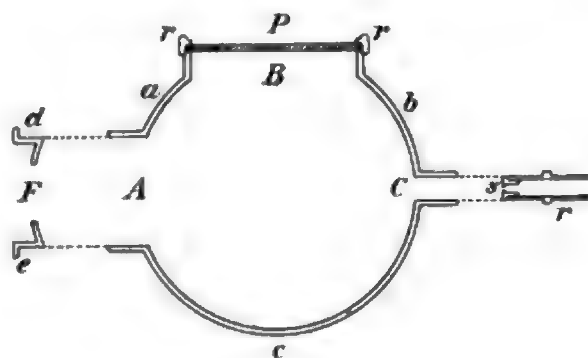


Fig. 1.

eine Hohlkugel aus millimeterstarkem Messingblech. An diese Hohlkugel sind drei Tubuli *A B C* angesetzt, von denen zunächst der Tubulus *A* wie beim Helmholtzschen Resonator als Schallöffnung dient.

Jedem Resonator ist nun eine Reihe (12 bis 18 Stück) Diaphragmen *d e* beigegeben, welche in den Tubulus *A* passen und, hier eingesetzt, vermöge ihrer entsprechend variierten Lochweiten *f* den Eigenton jedes Resonators innerhalb gewisser Grenzen genau von Halb- zu Halbton fortschreitend verändern.

Über dem zweiten Tubulus *B* ist durch den Überschraubring *r r* eine dünne kreisrunde Platte *P* aus Resonanzholz luftdicht aufgesetzt, welche zur Schallübertragung auf den im Resonator eingeschlossenen Luftraum dient.

Die Behorchung dieses Luftraumes endlich geschieht unter Vermittelung des dritten Tubulus *C*.

Zur Darstellung aller zweiundsiebzig halben Töne, welche innerhalb der sechs Oktaven C_1 bis c_4 (von 32,33 bis 2068,6 v. d.) liegen, genügen fünf Resonanzkugeln von je 350, 150, 80, 45 und 30 mm Durchmesser (Fig. 2). Die zweiundsiebzig beigegebenen Diaphragmen *a b c d e* der verschiedenen Größen sind der leichteren Ordnung und Anwendung halber reihenweise zu je zwölf Stück (je eine Oktave) in sechs entsprechend gelochte Holzstreifen eingelegt.

Zum Behorchen der Resonatoren eignet sich am besten ein weicher Gummischlauch *r* (Fig. 2) von etwa 50 cm Länge und 7 mm Weite, der, schwach konisch auf einem schnell laufenden Smirgelrade gerandet und in den äußeren Gehörgang eingeführt, hier gut festhält. Das andere Ende dieses Gummischlauches wird über einen Rohrstutzen *r* (Fig. 1) gestülpt, welcher in jeden der Tubuli *C* der Resonatoren paßt. Die Einmündung dieses Hörrohres in den Resonator bildet ein mit einem kleinen Loch *s* versehenes Diaphragma.

Die Anwendung dieser Resonatoren geschieht entweder dadurch, daß man wie bei den Helmholtzschen Resonatoren die Schall-

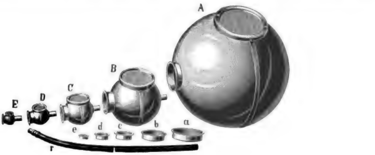


Fig. 2.

öffnung in den Bereich der zu untersuchenden Luftschwingungen verlegt, oder indem man die Tonquelle selbst auf den Resonanzboden setzt; auch kann man unter Vermittelung eines Holzstäbchens usw. die Tonquelle in schalleitende Verbindung mit der Mitte des Resonanzbodens bringen.

Behufs Abstimmung und Kontrolle der Eigentöne der Resonatoren nimmt man den Hörschlauch ins Ohr und klopft dann mit der Fingerspitze oder mit einem leichten hölzernen Schlägel gegen den Resonanzboden. Die tiefen Töne erfordern zu ihrer Erregung recht weiche Belegung (Tuch, Filz) des Schlegels oder Resonanzbodens. Alle Halbtöne klingen unisono mit den entsprechenden Tönen der bekannten Bezoldschen Tonreihe aus meiner Werkstätte.

München, 1. Juni 1906.

(Eingegangen 3. Juni 1906.)

BESPRECHUNGEN.

Hans Lorenz, Lehrbuch der technischen Physik. II. Bd. Technische Wärmelehre. gr. 8. XIX u. 545 S. mit 136 in den Text eingedrucken Abbildungen. München, R. Oldenbourg. 1904. M. 13,—, geb. M. 14,—.

In dem vorliegenden Buch hat der Verfasser die Wärmelehre, so, wie sie vorzüglich für den Ingenieur geeignet ist, zusammengestellt. Von den Klassikern der Thermodynamik hatte besonders G. Zeuner sich ein ähnliches Ziel gesteckt und es s. Z. vollauf erreicht, wie die zahlreichen Auflagen seines Buches zeigen. Gleichwohl ist das Lorenzsche Buch als eine wertvolle Neuerscheinung auf diesem Gebiete zu begrüßen, da es einesteils manche, sozusagen etwas „steifgewordene“ Darstellung der älteren, technischen Thermodynamik frischer und lebendiger wiedergibt, und anderenteils die neueren technischen Arbeiten anführt, z. B. in den Kapiteln über Gasströmung, physikalische Daten von Dämpfen, Kaltdampfmaschinentheorie.

Das Kapitel V trägt einem Bedürfnis der Ingenieure Rechnung, es behandelt die Thermodynamik chemisch-technischer Prozesse.

Eine weitere Neuerung ist die Einbeziehung der Wärmestrahlung in das Buch (Kapitel VI).

In dem letzten Kapitel ist ein interessanter „Abriß der geschichtlichen Entwicklung der Wärmelehre“ gegeben. Der „Gesetzgeber der Natur“ ist darin sehr anschaulich bei seiner Arbeit geschildert. H. Hort.

(Eingegangen 23. April 1906.)

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. gr. 8. Leipzig, B. G. Teubner. I. Einführung in die Mechanik. 3. Aufl. XVI u. 428 S. mit 103 Figuren im Text. 1905. Geb. M. 10,—.

III. Festigkeitslehre. 3. Aufl. XVI u. 434 S. mit 83 Figuren im Text. 1905. Geb. M. 12,—.

Von der dritten Auflage des bekannten Lehrbuches der technischen Mechanik liegt hiermit der erste und dritte Band fertig vor. Die vorgenommenen Änderungen gegenüber der zweiten Auflage bestehen beim ersten Band vorwiegend in „schärferer und reicherer Herausarbeitung der Einzelausführungen“; beim dritten Band in einer, durch Beschränkung auf das, „was in einer allgemeinen Vorlesung über Festigkeitslehre wirklich vorgetragen werden kann“, erreichten Kürzung um 78 Seiten. Der hierbei

Google

fortgefallene Stoff soll um ein übriges vermehrt in einem fünften Bande Platz finden, welcher der dritten Auflage neu hinzugefügt werden soll.

G. Herglotz.

(Eingegangen 5. Mai 1906.)

Otto Fischer, Über die Bewegungsgleichungen räumlicher Gelenksysteme. (Abhandlungen der math.-phys. Klasse der Königl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften, Bd. 19, Nr. 4.) Lex. 8. 88 S. mit 6 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. M. 3,50.

Die Gleichungen, durch welche man aus den beobachteten Bewegungen eines Systems gelenkig verbundener Massen die dabei wirkenden Kräfte berechnen kann, sind schon früher von dem Verfasser mit besonderer Berücksichtigung des menschlichen Ganges für ein- und mehrgelenkige Systeme bestimmt worden, in welchen die Bewegungen nur in einer Ebene stattfinden.

Gerade bei der menschlichen und tierischen Lokomotion sind aber Gelenke von höherem „Freiheitsgrade" im Spiele, durch welche die Bewegungen nicht nur auf eine Ebene beschränkt bleiben, sondern im Raume stattfinden. Das vorliegende Heft beschäftigt sich mit der Ableitung der Bewegungsgleichungen für solche „räumlichen" Gelenksysteme, welche mit Hilfe des Begriffs der „Hauptpunkte" derartig reduziert werden, daß für das zweigliedrige räumliche Gelenksystem die Ableitung völlig durchgeführt ist; ein Schlußabschnitt zeigt, wie sich die Methode noch allgemeiner ausdehnen läßt.

Diese bewunderungswürdige Arbeit ist gleich bedeutend vom physiologischen, wie vom rein kinematischen Gesichtspunkt aus, und selbst für die technisch angewandte Mechanik beachtenswert, wenngleich hier die Bewegungsfreiheit selbst der vielgliedrigsten Systeme im Verhältnis äußerst beschränkt zu sein pflegt. —

Boruttau.

(Eingegangen 4. Juni 1906.)

P. Ostmann, Ein objektives Hörmaß und seine Anwendung. gr. 8. IX u. 75 S. mit 9 Kurventafeln. Wiesbaden, J. F. Bergmann. 1903. M. 5,—. (Besprechung versehentlich verspätet.)

Der Verfasser bezeichnet als Normalamplitude diejenige (mittels Mehlstaubs, s. d. Original, gemessene) Schwingungsamplitude einer Stimmgabel der Bezold-Edelmannschen Reihe von C bis c^4, bei welcher der Ton für ein „normales" Ohr gerade eben verklingt. Die Zeit variiert dabei zwischen 2 und 5 Sek. Für jede bestimmte Sekunde sucht er nun (als Ohrenarzt) zu bestimmen, um wieviel größer die Amplitude ist, bei welcher der Ton für ein „krankes" Ohr verklingt, als für das „normale". Hierin sieht er das „objektive" Hörmaß. —

Boruttau.

(Eingegangen 4. Juni 1906.)

Berichtigung.

Der Artikel des Herrn H. Fischer, Praktikant am elektrotechnischen Institut der Münchener Technischen Hochschule[1]), über elektrostatische Spannungszeiger auf Seite 376 dieser Zeitschrift ist wegen plötzlicher Erkrankung mit nachfolgendem Tode des Verfassers leider in seiner ursprünglichen Fassung ohne die vom Verfasser gelegentlich der Korrektur noch beabsichtigten Änderungen zum Abdruck gelangt. Dem Unterzeichneten hatte der Verfasser, ebenso wie meinem Kollegen Ebert, eine Kopie des eingesandten Artikels mit der Bitte übergeben, ihm bei seiner ersten Arbeit behilflich zu sein, etwaige Unklarheiten im Ausdruck zwecks Verbesserung anzugeben. Dies ist auch geschehen, doch unterblieb die von ihm beabsichtigte Richtigstellung einiger Stellen mit unklarer Fassung aus dem oben angeführten Grunde. U. a. läßt die ursprüngliche, auf Seite 377 abgedruckte Fassung nicht erkennen, daß die zitierte Stelle aus dem 2. Bande des Handbuches der Elektrotechnik schon etwa 1 Jahr früher gedruckt war, ehe sich Herr Fischer auf meine Anregung mit jener Untersuchung über elektrostatische Meßinstrumente zu befassen anfing. Leider wurde er durch seinen plötzlichen Tod verhindert, seine angefangenen Arbeiten auf diesem Gebiete zu Ende zu führen, die er mit großem Eifer verfolgte.

C. Heinke.

1) In diesem Sinne ist die Personalnotiz in No. 12 auf Seite 432 richtig zu stellen, da sie verschiedene Unrichtigkeiten enthält.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

An der Universität Berlin **habilitierte** sich Professor Dr. Walter Loeb (früher in Bonn) für physikalische Chemie, an der Universität Zürich Dr. Alfred de Quervain (früher in Straßburg) für Meteorologie und Geophysik, an der Universität München Dr. Oskar Perron für Mathematik, an der Technischen Hochschule in Berlin Dr. Willy Hinrichsen (früher in Aachen) für Mathematik. Beauftragt wurde mit der Abhaltung von Vorlesungen über angewandte wissenschaftliche Photographie an der Universität Berlin Direktor Dr. W. Scheffer von der optischen Anstalt Goerz.

Professor Dr. Paul Gruner wurde zum etatmäßigen a. o. Professor für theoretische Physik in Bern (nicht in Basel, wie wir in No. 12, S. 432, 1906 irrtümlich meldeten), Dr. Fritz Reichert zum Professor der analytischen Chemie in Buenos-Aires, Dr. Robert Kahn zum Vorsteher des organischen Laboratoriums der Chemieschule in Mülhausen **ernannt**.

Verliehen wurde dem außerordentlichen Professor für physikalische Chemie an der Universität Berlin Dr. Johannes Jahn der Charakter als Geheimer Regierungsrat.

Die Demission des Professors für organische und anorganische sowie technologische Chemie an der Universität Genf Dr. Carl Graebe zum 1. Oktober 1906 wurde unter Verleihung des Titels eines Honorarprofessors genehmigt.

Am 5. Juli 1906 **starb** der ordentliche Professor für Physik und Direktor des physikalischen Instituts der Universität Berlin Dr. Paul Drude und der frühere langjährige Professor der Mechanik und Maschinenlehre an der Berliner Bergakademie, Geheimrat Adolf Hörmann.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. | 1. August 1906. | 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 16 am 1. August 1906.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Ursprung der β-Strahlen des Thoriums und Aktiniums.

Von M. Levin.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um festzustellen, welche Produkte von Thorium und Aktinium β-Strahlen aussenden. Die Strahlungen der Umwandlungsprodukte des Radiums[1]) sind vollständig untersucht, und es ist gezeigt, daß nur Radium C, das letzte der schnelleren Umwandlungsprodukte des Radiums, durchdringende β-Strahlen aussendet. Nach einer neuen Untersuchung von H. W. Schmidt[2]) sendet jedoch auch Radium B, das bisher als strahlenlos angesehen wurde, β-Strahlen aus, aber von sehr viel geringerem Durchdringungsvermögen als Radium C. Im folgenden handelt es sich nicht um die Untersuchung der Elektronen geringer Geschwindigkeit, die zuerst von J. J. Thomson[3]) beobachtet und später von Miß Slater[4]) eingehender behandelt sind. Diese Elektronen von kleiner Geschwindigkeit haben ein viel geringeres Durchdringungsvermögen als die gewöhnlichen β-Strahlen. Ewers[1]) hat in neuester Zeit gezeigt, daß die Geschwindigkeit von langsamen Elektronen, die von Radiotellur ausgesandt werden, ungefähr 3×10^9 Zentimenter per Sekunde oder weniger als ein Fünfzigstel der Geschwindigkeit beträgt, die die β-Strahlen von Radium C im Durchschnitt besitzen. In der vorliegenden Arbeit werden nur β-Strahlen von großer Penetranz behandelt werden, die z. B. beim Passieren einer Aluminiumschicht von 0,1 mm Dicke eine Absorption von nur wenigen Prozenten erfahren.

Thorium X.

Im Laufe seiner radioaktiven Umwandlung bildet das Thorium nacheinander Radiothorium[2]), Thorium X und die Thoriumemanation.[3]) Die letztere zersetzt sich zu dem aktiven Beschlag, der drei Produkte enthält: Thorium A, Thorium B[4]) und Thorium C[5]). Rutherford hat gezeigt, daß die Thoriumemanation nur α-Strahlen, der aktive Beschlag aber α-, β- und γ-Strahlen aussendet. Da das Thorium A strahlenlos ist, rührt die gesamte induzierte Aktivität von

1) Rutherford, Phil. Trans. A **204**, 169, 1904.
2) Diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
3) Proc. Cambr. Soc. Nov. 14, 1904.
4) Phil. Mag. Okt. 1905.

1) Diese Zeitschr. **7**, 148, 1906.
2) O. Hahn, Jahrb. d. Radioak. **2**, 233, 1905.
3) Rutherford u. Soddy, Phil. Mag. Mai 1903.
4) Rutherford, Phil. Trans. A. **204**, 1904.
5) O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 412, 456, 1906.

Thorium *B* oder den späteren Produkten her. Es war bisher nicht mit Sicherheit bekannt, ob Thorium bezw. Radiothorium und Thorium *X* neben den α-Strahlen auch β-Strahlen aussenden.[1])

Um diese Frage zu entscheiden, war es notwendig, Thorium und Thorium *X* von allen anderen Produkten zu befreien und sie dann auf β-Strahlung zu prüfen.

Thorium *X* wurde von Thorium in der üblichen Weise durch Fällung des Thoriums mit Ammoniak getrennt. Zur Trennung des aktiven Beschlags vom Thorium *X* bieten sich verschiedene Wege. Da der aktive Beschlag aus der Emanation entsteht, kann man eine Lösung von Thorium *X* von der induzierten Aktivität befreien, indem man die Emanation durch lebhaftes Kochen oder mit Hilfe eines Luftstromes solange aus der Lösung entfernt, bis sich der anfangs vorhandene aktive Beschlag zersetzt hat. Eine andere Möglichkeit ist die, Thorium *A* und Thorium *B* auf chemischem[2]) Wege abzuscheiden, oder nach einer der Methoden, die aus den Untersuchungen von Lerchs[3]) bekannt sind. Am einfachsten erwies es sich jedoch wegen der Schnelligkeit, mit der die Emanation neu entsteht und die induzierte Aktivität nachbildet, Thorium *A*, *B* und *C* durch starkes Glühen zu entfernen. Das folgende Verfahren wurde angewandt. Das Ammoniakfiltrat wurde von den Thoriumspuren, die zunächst in Lösung bleiben, durch mehrfache Fällung mit Ammoniak befreit. Die Lösung von Thorium *X* wurde dann eingedampft, auf einen Platindeckel gebracht und über dem Gebläse erhitzt. Sofort nach dem Abkühlen wurde die β-Aktivität gemessen. Der Platindeckel wurde zu diesem Zwecke unter ein Wilson-Elektroskop[4]) gelegt, dessen Boden durch eine Aluminiumplatte von 0,06 mm Dicke verschlossen war. Diese Dicke ist ausreichend, alle α-Strahlen vollständig zu absorbieren. Die α-Aktivität wurde mit Hilfe eines Dolezalek-Elektrometers gemessen.

Die Resultate eines Versuchs sind in Figur 1 wiedergegeben. In der Figur bedeuten die Abszissen die Zeit in Tagen, gerechnet vom Ende des Erhitzens, die Ordinaten die Aktivitäten bezogen auf die Maximalaktivität gleich 100. Zwischen dem Aussehen der α- und β-Kurven besteht eine große Ähnlichkeit, nur im Beginn ist ein Unterschied vorhanden. Der Anfangswert der α-Aktivität beträgt etwa 60 Prozent des Maximums, das nach etwa einem Tage erreicht wird, während gleich nach dem Erhitzen die β-Aktivität nur 3,5 Prozent beträgt.

1) Vgl. Rutherford, Radioaktivity, S. 363. 1905.
2) Schlundt u. Moore, Journ. Phys. Chem. 9, 1905.
3) Sitzungsber. Wien. Akad. März 1905.
4) Vgl. Miß Gates Phys. Rev. Mai 1903.

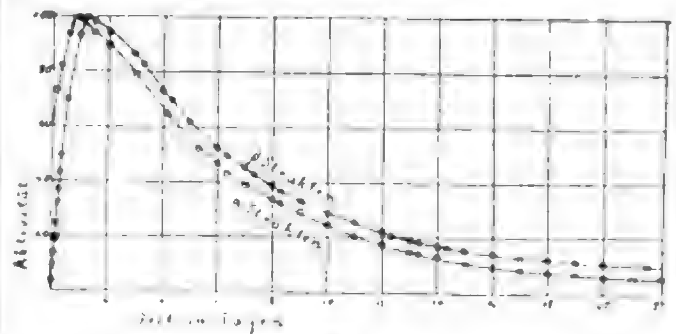


Fig. 1.

Das schnelle Ansteigen der Kurven entspricht der Erwartung, da die Emanation und der aktive Beschlag sich schnell neu bilden. Das Maximum ist erreicht, wenn sich die induzierte Aktivität mit dem Thorium *X* angenähert im Gleichgewicht befindet. Die α- und β-Aktivitäten fallen dann ab, einem Exponentialgesetz mit der Periode von Thorium *X* folgend, d. h. die Aktivität fällt in ungefähr 4 Tagen auf die Hälfte ihres Wertes. Der Charakter dieser Kurven entspricht den Forderungen der Theorie.

Der oben erwähnte Versuch ist mit einem aus Radiothorium hergestellten Thorium *X* gemacht, das ich der Güte von Dr. Hahn verdanke. Andere Versuche, die mit Thorium *X* angestellt wurden, das aus dem Thorium des Handels abgeschieden war, gaben ähnliche Resultate. Die Versuche lassen sich jedoch einfacher mit dem Radiothorium *X* ausführen. Das Thorium *X* aus gewöhnlichem Thorium enthält immer Verunreinigungen, die schwierig zu entfernen sind, weil jede erneute Fällung auch etwas Thorium *X* mitreißt. Die vollständige Verjagung des aktiven Beschlages war unter diesen Umständen schwierig. Thorium *A* ließ sich fast vollständig durch 10 Minuten langes Erhitzen über dem Gebläse vertreiben, Thorium *B* blieb aber immer in geringer Menge zurück, auch nachdem das Präparat in einem Gebläseofen über den Schmelzpunkt des Eisens erhitzt war. Infolgedessen waren die Anfangswerte der α- und β-Aktivität höher als die entsprechenden Werte in Figur 1. In dem Maße, wie Thorium *B* zerfiel, nahmen die α- und β-Aktivität zunächst ab, passierten ein Minimum und wuchsen dann wieder, um weiterhin genau das Bild von Figur 1 zu zeigen.

In einer neueren Untersuchung hat O. Hahn gezeigt, daß der aktive Beschlag des Thoriums 2 wohlunterschiedene α-Produkte enthält, Thorium *B* und Thorium *C*.[1]) Wenn jedes der 4 α-Produkte, die demnach im Thorium *X* vorhanden sind, im gleichen Maße zu der gesamten Aktivität beiträgt, so sollte die Aktivität, die von Thorium *X* und der Emanation herrührt, 50 Prozent der gesamten betragen. Nach völ-

1) l. c.

liger Entfernung der induzierten Aktivität stammt der beobachtete Anfangswert der α-Aktivität von Thorium X und der Emanation her, denn infolge ihres schnellen Zerfalls erreicht die letztere ihr Gleichgewicht schon in der kurzen Zeit, die zwischen dem Erhitzen und der ersten Messung liegt. Während der Zeit, die bis zur Erreichung des Maximums vergeht, hat das Thorium X selbst dauernd abgenommen, die beobachtete Maximalaktivität ist demgemäß kleiner als der Wert, den die Menge des anfänglich vorhandenen Thorium X im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten ergeben würde. Dieser theoretische Wert kann auf einfache Weise erhalten werden, wenn man die Logarithmen der Abfallskurve von Thorium X graphisch aufträgt und die so erhaltene Gerade bis zur Zeit Null verlängert. Auf diesem Wege wurden 126 Proz. als theoretischer Anfangswert gefunden. Und für die Aktivität von Thorium X und der Emanation zusammen ergibt sich 48 Proz. in guter Übereinstimmung mit der oben gemachten Annahme.

Ähnlich reduziert sich die anfängliche β-Aktivität auf 2,6 Proz. Bei anderen Versuchen wurden für sie die Werte 3,1, 2,8, 2,9 Proz. gefunden. Wenn Thorium X β-Strahlen aussenden würde, müßte man für den Anfangswert etwa 50 Proz. erwarten, also einen Wert von ganz anderer Größenordnung. Es ist daher zu schließen, daß die Umwandlung von Thorium X in die Emanation nur von der Aussendung von α-Strahlen begleitet wird.

Wie Figur 1 zeigt, erreicht die α-Aktivität ihr Maximum früher als die β-Aktivität. Dieser zunächst auffallend erscheinende Befund läßt sich einfach erklären, wenn man in Betracht zieht, daß Thorium X keine β-Strahlen aussendet.[1]) Zieht man die Exponentialkurve des Zerfalls von Thorium X durch den Anfangspunkt der α-Aktivität, so wird hierdurch die Abnahme der Aktivität von Thorium X und der Emanation dargestellt. Verkleinert man andererseits die Ordinaten der β-Kurve im Verhältnis 1 : 2, so erhält man eine Kurve, die im angenähert richtigen Maß die Änderung der induzierten Aktivität allein wiedergibt. Durch Superposition dieser beiden Kurven ergibt sich die beobachtete α-Kurve. Man sieht so auch ohne Rechnung, daß das Maximum dieser Kurve früher erreicht werden muß als das der β-Kurve.

Einige Bemerkungen mögen noch über die Abfallskonstante des Thorium X hinzugefügt werden. In den ersten Experimenten, die von Rutherford und Soddy angestellt sind, ist für die Zeit, nach welcher die Aktivität von Thorium X auf den halben Wert gesunken ist, der Wert von etwa 4 Tagen angegeben; v. Lerch gibt die Periode zu 3,637 Tagen an. In dem oben besprochenen Versuch mit Radiothorium X ergab sich für die Abfallskurve der α-Aktivität der Wert 3,67, für die der β-Aktivität 3,66 nach Abzug einer kleinen Restaktivität. Die Logarithmen der Aktivitäten lagen mit sehr geringen Abweichungen auf Geraden. Die Restaktivität rührte von Radiothorium und zu einem kleinen Teil von Radium her, diese Beimischung beeinflußt das obige Resultat in dem Sinne, daß der wahre Wert der Halbperiode um ein geringes kleiner sein muß. Das Mittel aus einigen anderen Versuchen und einer Erholungskurve des Thoriums gab den Wert 3,65; diese Zahlen sind somit in guter Übereinstimmung mit dem von v. Lerch angegebenen Werte.

1) Für das folgende vergl. Rutherford, Radioactivity, Kap. 9, 1905.

Thorium.

Um Thorium von Thorium X und den späteren radioaktiven Produkten zu befreien, wurde in folgender Weise verfahren. Das Thorium wurde 8—10mal mit Ammoniak gefällt, um alles Thorium X zu entfernen. Das gefällte Thoriumhydroxyd wurde dann erhitzt, um den aktiven Beschlag zu vertreiben, der in Ammoniak unlöslich ist. Hierzu erwies sich ein Gebläseofen als notwendig. Nach dem Erhitzen wurde die α- und β-Aktivität gemessen. Beide Aktivitäten nahmen zunächst um wenige Prozente ab, weil sich die induzierte Aktivität nicht völlig hatte entfernen lassen; nach kurzer Zeit begannen sie wieder zu steigen, um nach etwa einem Monat ein Maximum zu erreichen. Der niedrigste Wert der α-Aktivität, der auf diesem Wege erhalten wurde, betrug 23 Prozent des Maximums, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Rutherford und Soddy. Für das Minimum der β-Aktivität ergaben zwei Versuche die Werte 4,0 und 2,8 Prozent. Es geht hieraus hervor, daß Thorium bezw. Radiothorium keine β-Strahlen aussendet. Der kleine Wert, der für die β-Aktivität gefunden wurde, ist unzweifelhaft wie auch in dem Falle von Thorium X den Spuren noch vorhandener induzierter Aktivität zuzuschreiben.

Man könnte denken, das Thorium frei von β-Strahlen zu erhalten, wenn man es ohne Entfernung von Thorium X einer hohen Temperatur aussetzte. Ein Versuch in dieser Richtung ergab ein negatives Resultat, es ist offenbar unmöglich, den aktiven Beschlag durch Erhitzen zu verjagen, wenn er in eine große Menge Substanz eingebettet ist.

Aktinium X.

Von den Umwandlungsprodukten des Aktiniums ist bekannt, daß die Aktiniumemana-

tion[1]) α-Strahlen aussendet; es wird unten gezeigt werden, daß sie keine β-Strahlen aussendet. Der aus der Aktiniumemanation entstehende aktive Beschlag besteht aus zwei Produkten, Aktinium *A* und Aktinium *B*[1]), das erstere ist strahlenlos, das zweite sendet α-, β- und γ-Strahlen aus. Godlewski[2]) stellt in seiner Arbeit über Aktinium fest, das Aktinium *X* wahrscheinlich ebensowohl α- wie β-Strahlen aussendet. Es ist oben gezeigt, daß das Produkt Thorium *X* der Thoriumreihe, welchem das Aktinium *X* der Aktiniumreihe entspricht, nur α-Strahlen aussendet. Die große Analogie, die zwischen Thorium und Aktinium besteht, sowohl hinsichtlich des Charakters ihrer Umwandlungsprodukte, wie der Strahlen, die von diesen ausgesandt werden, legte eine eingehendere Untersuchung nahe, ob Aktinium *X* β-Strahlen aussendet oder nicht.

Für diese Versuche wurde das Emanium von Giesel verwandt. Das Aktinium *X* wurde mit Ammoniak vom Aktinium getrennt. Da der aktive Beschlag des Aktiniums leichter flüchtig ist[3]) als der des Thoriums, so wurde nur die Erhitzungsmethode angewandt, um das Aktinium *X* frei von seinen Umwandlungsprodukten zu erhalten, die im Filtrat mit dem Aktinium *X* verbleiben. Dennoch war es hier schwieriger, zum Ziele zu kommen als im Falle des Thorium *X*, weil die Verunreinigungen durch seltene Erden, die in dem Emanationskörper vorhanden sind, den aktiven Beschlag hartnäckig festhalten. Sehr viele Fällungen waren zum Zweck der Entfernung dieser Verunreinigungen erforderlich, bevor sich der aktive Beschlag verflüchtigen ließ.

Die Ergebnisse eines Versuchs sind in Figur 2 wiedergegeben, in der gleichen Weise wie in Figur 1.

1) Miß Brooks, Phil. Mag. Sept. 1904.
2) Godlewski, Phil. Mag. Juli 1905.
3) Nach Messungen des Verfassers, die später veröffentlicht werden sollen, beginnen Aktinium *A* und Aktinium *B* bei 400° bezw. 700° flüchtig zu werden.

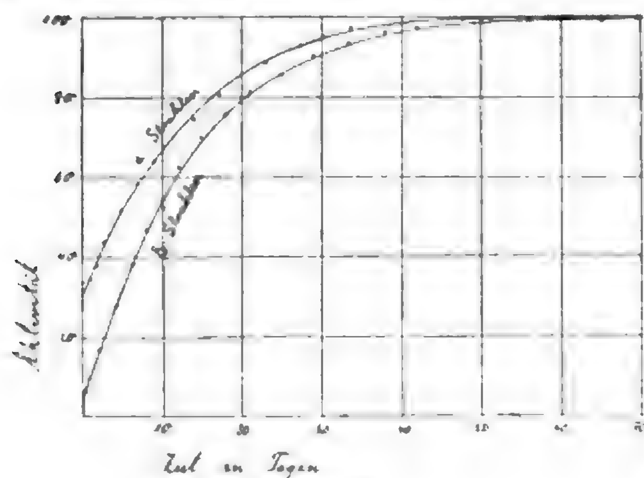


Fig. 2.

Der anfängliche Abfall der Aktivität, der in einigen Versuchen mit Thorium *X* beobachtet war, wurde nicht am Aktinium *X* gefunden, zuweilen waren die Kurven für einige Minuten im Anfange nahezu horizontal, was andeutet, daß der aktive Beschlag nicht völlig entfernt war. Die Aktivitäten nahmen schnell innerhalb von etwa 3 Stunden zu einem Maximum zu, infolge der Neubildung des aktiven Beschlags aus der Emanation. Um die Aktivitäten für die Zeit zu finden, wo mit dem Erhitzen aufgehört wurde, wurden die Kurven über wenige Minuten auf diese Zeit extrapoliert. Auf diesem Wege fand sich die anfängliche α-Aktivität zwischen 72 und 76 Prozent des Maximums, während die Anfangswerte der β-Aktivität in verschiedenen Versuchen 2,5, 3,5, und 5 Prozent betrugen.

Diese Werte würden nur in sehr geringem Maße verkleinert werden, wenn man wie beim Thorium *X* dem Umstande Rechnung tragen wollte, daß die Gleichgewichtsaktivität im Anfang höher sein würde als das erreichte Maximum. Im Falle des Aktinium *X* vergehen nur etwa 3 Stunden bis das Maximum erreicht ist, und in dieser Zeit ist von dem Aktinium *X* gemäß seiner langsamen Umwandlung weniger als 1 Proz. zerfallen.

Wenn das Aktinium *X* sich im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten befindet, so sind drei α-Produkte zugegen, Aktinium *X*, die Emanation und Aktinium *B*, ein Analogon zu Thorium *C* existiert nicht, wie aus einer demnächst erscheinenden Arbeit von Dr. Hahn hervorgeht. Würden diese drei im gleichen Verhältnis zur Ionisation beitragen, so sollte man erwarten, daß der Anfangswert der α-Aktivität etwa 67 Proz. betragen würde, während der kleinste beobachtete Wert 72 Proz. betrug.

Aus den Messungen der β-Aktivität ist zu schließen, daß Aktinium *X* keine β-Strahlen aussendet, sondern nur α-Strahlen, und also in dieser Beziehung sich ganz analog zu dem Thorium *X* verhält.

Die Aktiniumemanation ist bereits innerhalb einer Minute im Gleichgewicht mit Aktinium *X*, es geht also aus den Versuchen hervor, daß auch die Aktiniumemanation keine β-Strahlen aussendet.

Godlewski ist zu dem Schluß, daß Aktinium *X* β-Strahlen aussende, gekommen, weil es ihm nicht gelang, die β-Aktivität durch Erhitzung auf weniger als die Hälfte ihres Maximums zu reduzieren. Es erscheint wahrscheinlich, daß der oben erwähnte Einfluß der Verunreinigungen das Entweichen des aktiven Beschlags verhindert hat.

Da der aktive Beschlag des Aktiniums aus dem strahlenlosen Produkt Aktinium *A* mit einer Periode von etwa 36 Minuten und aus

Aktinium B mit einer Periode von 2,15 Minuten besteht, so ist zu erwarten, daß die Erholungskurve des Aktinium X komplementär zu der Zerfallskurve der induzierten Aktivität ist, wenn diese lange Zeit der Emanation exponiert war. Dieses war der Fall. Aus der Berechnung einer Anzahl von Erholungskurven wurde als Mittelwert für die Periode von Aktinium A 36 Minuten gefunden, in enger Übereinstimmung mit den Resultaten von Bronson, Hahn und Sackur, und Meyer und Schweidler.

Aktinium.

Godlewski hat durch wiederholte Fällung mit Ammoniak Aktinium fast frei von α- und β-Strahlen erhalten, und daher geschlossen, daß Aktinium strahlenlos ist. Im Verlauf dieser Untersuchung wurden die Versuche von Godlewski in der von ihm beschriebenen Weise wiederholt. In Figur 3[1]) sind die erhaltenen

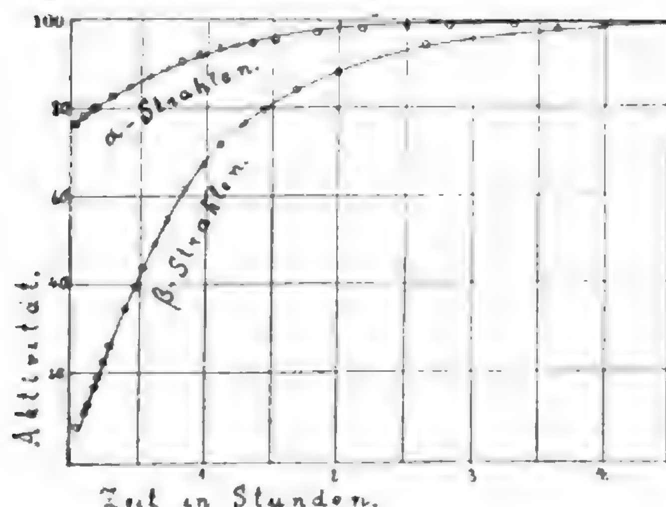


Fig. 3.

Resultate, die Erholungskurven der α- und β-Aktivität wiedergegeben. Die Berechnung der Zerfallsperiode von Aktinium X aus der Erholungskurve ergab einen Wert von etwa 10 Tagen in enger Übereinstimmung mit dem Wert, der ursprünglich von Godlewski angegeben, und später von Meyer und Schweidler bestätigt ist.

Aus dem kleinen Anfangswert der β-Strahlenkurve geht hervor, daß Aktinium keine β-Strahlen aussendet; in anderen Versuchen lag der Anfangswert der β-Strahlung zwischen 3 und 5 Proz. des schließlich erreichten Maximums.

Zwischen den Ergebnissen meiner Versuche und den Befunden Godlewskis besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied. Der letztere hat gefunden, daß Aktinium, wenn es von Aktinium X befreit ist, eine sehr geringe α-Strahlenaktivität zeigt, während in meinen Versuchen die α-Strahlenaktivität immer mehr als etwa 28 Proz. betrug. Dieses Ergebnis war sehr auffallend, und es soll im folgenden über Versuche berichtet werden, die unternommen wurden, es aufzuklären. Es kann zunächst auf mehrere verschiedene Methoden gezeigt werden, daß die nicht entfernbare α-Strahlenaktivität nicht von Aktinium X herrührt. Der kleine Anfangswert der β-Aktivität zeigt, daß nur eine sehr geringe Menge des aktiven Beschlags vorhanden war. Wäre ein merkbarer Betrag von Aktinium X zugegen gewesen, so sollten sowohl die α- wie die β-Aktivität in den ersten Stunden nach Beginn der Messung rapide angestiegen sein (vgl. Figur 2), ein derartiger Anstieg wurde jedoch nicht beobachtet. Die Abwesenheit von Aktinium X wurde noch auf anderem Wege geprüft. Ein schneller Luftstrom wurde durch die Aktiniumlösung gesogen und in ein Elektroskop geleitet. Die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops war sehr gering verglichen mit derjenigen, die ein Luftstrom unter genau den gleichen Bedingungen hervorrief, wenn er durch eine Lösung des Aktinium X perlte, das vorher von dem Aktinium abgetrennt war. Da die Menge der Emanation ein direktes Maß der Menge des Aktinium X ist, geht aus diesem Versuche zur Evidenz hervor, daß die α-Strahlenaktivität des Aktiniums nicht von Aktinium X herrühren kann.

Ein unerwartetes Resultat wurde ferner noch mit einem anderen Aktiniumpräparat erhalten. Sowohl die α- wie β-Strahlenaktivitäten wuchsen rapide an und erreichten ein Maximum nach 20 Tagen, statt nach 60 Tagen, wie zu erwarten gewesen wäre. Die Hälfte des Maximumwertes war nach 4 Tagen erreicht, statt nach 10 Tagen, wie es hätte sein sollen, wenn die Erholung des Aktiniums von der Neubildung des Aktinium X herrührt. Die anfängliche β-Aktivität war auch in diesem Falle sehr gering, während der Anfangswert der α-Aktivität auffallenderweise 40 Proz. betrug, ein Wert der aus den bekannten radioaktiven Umwandlungen des Aktiniums nicht zu erklären war. Dieses Aktiniumpräparat, welches sich so unregelmäßig verhielt, war so erhalten, daß die Filtration gleich nach der Fällung mit Ammoniak vorgenommen war, statt den Niederschlag sich auf dem Wasserbade absetzen zu lassen, wie von Godlewski empfohlen ist.

1) Die Messungen der Aktivität wurden zweimal täglich im Beginn der Erholungszeit vorgenommen, und einmal am Tage gegen ihr Ende; nur so viele Punkte sind in der Figur wiedergegeben, um eine Vorstellung von der durchschnittlichen Genauigkeit der Messungen zu geben. In mehreren Fällen wurde eine plötzliche Unregelmäßigkeit der Aktivität des Präparats beobachtet, die nicht auf Messungsfehler zurückzuführen war; ein Uranoxydpräparat, das als Standard diente, wurde unter den gleichen Bedingungen gemessen und zeigte keine entsprechende Änderung seiner Aktivität. Ähnliche Beobachtungen sind bereits von Godlewski am Aktinium gemacht.

Während dieser Versuch wiederholt wurde, um die anomale Erholungskurve eingehender zu prüfen, kam unabhängig Dr. Hahn, der in dem gleichen Laboratorium arbeitete, auf Grund von Versuchen, die er mehrere Monate früher begonnen hatte, zu dem Schluß, daß ein neues Produkt zwischen Aktinium und Aktinium *X* besteht, das von ihm Radioaktinium genannt ist. Hahn zeigte, daß dieses Produkt α-Strahlen aussendet, und eine Periode von etwa 20 Tagen hat. Ein kurzer Bericht hierüber ist von Dr. Hahn in der Nature (April 1906) und in den Berliner Berichten der deutschen chemischen Gesellschaft[1]) gegeben.

Hahn hat das Radioaktinium vom Aktinium mit Hilfe eines Schwefelniederschlags getrennt, der das Radioaktinium mitreißt; das Aktinium, das auf diesem Wege inaktiv erhalten wird, gewinnt seine Aktivität mit einer Periode von etwa 20 Tagen wieder. Die Aktivität des Radioaktiniums steigt in etwa 20 Tagen zu einem Maximum an, sinkt dann wieder und fällt schließlich ab, einem Exponentialgesetz mit einer Periode von 20 Tagen folgend. Der Anstieg rührt von der Bildung des Aktinium *X* und seiner weiteren Umwandlungsprodukte her, wie Hahn dadurch nachgewiesen hat, daß er Aktinium *X* von einem Radioaktiniumpräparat abgetrennt hat, das einige Wochen alt und im Anfang frei von Aktinium *X* war.

Im Lichte dieser Versuche erfahren die anomalen Resultate, die ich erhalten hatte, sofort eine einfache Erklärung. Die nicht abtrennbare α-Aktivität, welche ich beobachtet hatte, rührt nicht von dem Aktinium selbst, sondern von Radioaktinium her.

Die Erholungskurve, deren Maximum nach 20 Tagen erreicht war, ist nicht die Erholungskurve von Aktinium, sondern von Radioaktinium; dieses wurde durch den Umstand bestätigt, daß die Aktivität des Präparats analog den Versuchen von Hahn, nach Passieren des Maximums wieder abnahm; auch der auffallende Wert der anfänglichen α-Aktivität findet seine Erklärung.

Die Abtrennung des Aktiniums von dem Präparat ist dadurch herbeigeführt, daß dem Niederschlage mit Ammoniak keine Zeit gelassen war, sich abzusetzen. Wenn das Filtrat, das man auf diese Weise erhält, für einige Zeit steht, beginnt es trübe zu werden, man erhält dann durch wiederholtes Kochen aus der Lösung einen Niederschlag, der das Aktinium selbst enthält. Die α-Strahlenaktivität dieses Präparats ist im Anfang sehr gering und steigt während dreier Monate an infolge der Bildung von Radioaktinium und Aktinium *X*.

Es mag von Interesse sein, noch einige Versuche anzuführen, welche einwandfrei zeigen, daß Aktinium *X* fast völlig von Aktinium getrennt werden kann. Nachdem Aktinium 10 mal in schneller Folge mit Ammoniak gefällt war, wurde es von neuem gelöst, und seine Emanationsfähigkeit in der oben beschriebenen Weise geprüft. Die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops betrug weniger als $^1/_{1000}$ von der, die das Aktinium *X* hervorrief, das mit dem Aktinium im Gleichgewicht gewesen war. Es war also kaum eine Spur von Aktinium *X* in dem Präparat zurückgeblieben.

Godlewski hat einige Schwierigkeiten gefunden, das Aktinium durch wiederholte Fällung mit Ammoniak vollständig frei von α-Strahlen zu erhalten. Diese Schwierigkeit rührt nicht von der Gegenwart von Aktinium *X*, sondern von Radioaktinium her. Zweifellos hat Godlewski im Laufe der von ihm vorgenommenen wiederholten Ammoniakfällungen irgendwie auch das Radioaktinium abgetrennt. Die von ihm gegebene Erholungskurve des Aktiniums, die von einem kleinen Anfangswert mit einer Periode von 10 Tagen ansteigt, würde eine Erklärung finden, wenn die β-Strahlen und nicht die α-Strahlen als Maß der Aktivität benutzt worden wären.

Schluß.

Die obigen Untersuchungen haben gezeigt, daß Aktinium, welches von Aktinium *X* befreit ist, noch eine beträchtliche α-Aktivität besitzt, und daß diese nicht von Aktinium selbst, sondern von dem von Hahn entdeckten Radioaktinium herrührt. Aktinium selbst ist strahlenlos.

Es ist ferner gezeigt, daß die Produkte Thorium *X*, Aktinium *X* und die Aktiniumemanation nur α-Strahlung besitzen. So senden von den zahlreichen Produkten des Thoriums und Aktiniums nur die letzten der Reihen β-Strahlen aus. Alle anderen Produkte emittieren entweder nur α-Strahlen oder sind strahlenlos. Die β-Strahlen, die Thorium im Gleichgewichtszustande aussendet, kommen ausschließlich von Thorium *B* oder Thorium *C*, und höchstwahrscheinlich von dem letzteren; die β-Strahlen des Aktiniums stammen nur von Aktinium *B* her. Dieses Resultat zeigt klar die bemerkenswerte Ähnlichkeit, die zwischen der Umwandlungsform des Thoriums und der des Aktiniums nicht nur hinsichtlich der Anzahl und chemischen Eigenschaften ihrer Produkte besteht, sondern auch mit Rücksicht auf die jeweils emittierte Strahlengattung.

In der Bakerian-Lecture hat Rutherford darauf hingewiesen, daß die Emission der β-Strahlen bei der letzten schnellen Umwandlung der radioaktiven Elemente wahrscheinlich mehr als ein Zufall sei und die Erreichung eines Gleichgewichtszustandes in dem Atomzerfall

1) [illegible]

andeute. Sowohl im Falle des Thoriums wie in dem des Aktiniums erfolgt die Emission einer β-Partikel zugleich mit einer α-Partikel nur während der letzten schnellen Umwandlung und die Atome der resultierenden Körper sind entweder dauernd stabil oder erfahren nur eine sehr langsame Umwandlung. Im Falle des Radiums findet die Emission von α- und β-Partikeln zugleich nur beim Radium C statt, und das entstehende Produkt Radium D ist verhältnismäßig stabil. Diese Eigentümlichkeit der Umwandlungsform der radioaktiven Elemente ist sicher auffallend und mag sich vielleicht als von einiger theoretischen Bedeutung erweisen.

Ich danke Herrn Professor Rutherford aufrichtig für die Hilfe, die er mir bei der Ausführung dieser Arbeit gewährt hat, die ich auf seine Anregung unternahm, und für die Einführung in das Studium der Radioaktivität, die ich von ihm erfahren habe.

Mc. Donald Physics Building. Mc Gill University.

Montreal, 15. Mai 1906.

(Eingegangen, 2. Juni 1906.)

Über die Absorption der α-Strahlen des Poloniums.

Von M. Levin.

In ihren bekannten Untersuchungen über die α-Strahlen des Radiums haben Bragg und Kleeman[1]) gezeigt, daß die α-Partikeln sich gradlinig bewegen, während ihres Laufes ihre Energie durch Ionisierung verlieren, bis ihre Geschwindigkeit so klein wird, daß ihr Ionisierungsvermögen verschwindet. Bragg und Kleeman haben ferner gezeigt, daß die α-Partikeln Ionisierungsvermögen nur innerhalb einer gewissen Entfernung von ihrer Quelle besitzen, und daß dieser Abstand scharf definiert ist. Aus den Untersuchungen über die α-Strahlen des Radiums geht hervor, daß jedes der vier α-Strahlenprodukte des Radiums α-Strahlen aussendet, die den gleichen Ionisierungsabstand in Luft und dieselbe Anfangsgeschwindigkeit haben, und daß diese Abstände und Geschwindigkeiten für die verschiedenen Produkte verschieden sind. Dieses ist durch Versuche von Rutherford[2]) bestätigt, der gezeigt hat, daß die photographische und Phosphoreszenzwirkung der α-Strahlen plötzlich abbricht; die Abstände, die mit diesen beiden Methoden gefunden wurden, stimmen gut mit denen überein, die Bragg und Kleeman mit Hilfe der elektrischen Methode bestimmt haben.

1) Phil. Mag. Dez. 1904; Sept. 1905; April 1906.
2) Phil. Mag. Juli 1905.

Da die α-Partikeln einer dicken Schicht einer einheitlichen radioaktiven Substanz aus verschiedener Tiefe kommen, bewegen sich die α-Partikeln nach Verlassen der Schicht mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, mit dünnen Schichten zu arbeiten. Da die aktiven Beschläge von radioaktiven Emanationen sich auf Körper in unendlich dünner Schicht niederschlagen, stellen sie ideale Quellen für diese Art von Versuchen dar. So ist der Ionisierungsabstand des Radium C von Mc Clung[1]) mit Hilfe eines Drahtes gemessen, der der Radiumemanation ausgesetzt gewesen war und auf dem gleichen Wege sind kürzlich von Hahn[2]) die Abstände des Thorium B und Thorium C bestimmt. Wie Bragg bereits in seiner ersten Abhandlung ausgeführt hat, würde aus dem gleichen Grunde Polonium eine sehr geeignete Strahlenquelle darstellen, da es in sehr dünner Schicht auf Wismut niedergeschlagen wird.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung war, den Ionisierungsabstand der α-Strahlen des Poloniums in Luft zu messen. Da die α-Strahlen jedes radioaktiven Produktes ihren eigenen Ionisierungsabstand besitzen, so ist er ähnlich der Zerfallsperiode für jede radioaktive Umwandlung charakteristisch und seine genaue Kenntnis scheint in dem gegenwärtigen Stande der Forschung von Wichtigkeit. Es war auch wichtig, die Ionisation, die die α-Strahlen des Poloniums hervorrufen, in verschiedenen Abständen von der Strahlenquelle zu untersuchen, um festzustellen, ob Polonium nur eine α-Strahlenart aussendet. Die oben erwähnte Untersuchung des aktiven Beschlags des Thoriums von Hahn hatte die unerwartete Tatsache enthüllt, daß in ihm zwei verschiedene α-Strahlenprodukte statt eines, wie früher angenommen, vorhanden waren.

Für die Versuche wurde ein Wismutstab verwandt, der mit einer dünnen Schicht von Polonium (Radiotellurium) überzogen war; der Stab war von Sthamer, Hamburg, bezogen.

Versuche mit der Szintillationsmethode.

Zunächst wurde der Ionisierungsabstand in Luft mit der Szintillationsmethode in der üblichen Weise bestimmt. Der aktive Stab wurde unter einen Zinksulfidschirm gelegt und der Abstand gemessen, bei dem die Szintillationen gerade verschwanden. Verschiedene Lagen Aluminiumfolie von etwa 0,0003 cm Dicke wurden über den Stab gebracht und der Abstand von neuem bestimmt. Die Ergebnisse einer Versuchsserie sind in Tabelle I wiedergegeben.

1) Phil. Mag. Jan. 1906.
2) Diese Zeitschr. 7, 412, 456, 1906.

Tabelle I.

Anzahl von Aluminiumfolien	Entfernung zwischen Stab und Schirm in cm	Lufthöhe in cm, die einer Aluminiumschicht entspricht
0	3,78	
1	3,29	0,49
2	2,78	0,50
3	2,30	0,49
4	1,84	0,48
5	1,35	0,49
6	0,82	0,49
7	0,32	0,50
		0,49

Nach diesen Versuchen ist der Ionisierungsabstand in Luft 3,78 cm. Trägt man die Anzahl der Aluminiumlagen als Abszissen und die Abstände als Ordinaten auf, so erhält man nahe eine Gerade. Diese schneidet die Ordinatenachse ein wenig höher, als dem ohne Verwendung von Aluminiumfolie gemessenen Werte entspricht. In einer Versuchsreihe mit anderer Aluminiumfolie, für die 0,53 cm Luft einer Aluminiumlage entsprach, wurden die Werte 3,76 bezw. 3,79 gefunden. Adams[1]) hat einen Bericht über ähnliche Versuche vor der Versammlung der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft im Dezember 1905 gegeben. Ein kurzer Auszug seiner Resultate ist in der Physical Review veröffentlicht, doch sind bisher keine Zahlen mitgeteilt.

Messungen mit der elektrischen Methode.

Der Apparat, der für diese Messungen verwandt wurde, war dem von Bragg und Kleeman sehr ähnlich.[2]) Ein Metallgefäß enthielt die Ionisationskammer und den Poloniumstab. Die Kammer bestand aus zwei isolierten Platten, die etwa 0,5 cm voneinander entfernt waren. Die obere Platte war mit dem Elektrometer verbunden, die untere Platte, die aus Drahtgaze bestand, mit der Batterie. Der Poloniumstab wurde in die Höhlung eines Bleiblocks gelegt und mit einer 0,6 cm dicken Bleiplatte bedeckt. Ein kreisförmiges Loch von 0,4 cm Durchmesser durchsetzte die Bleiplatte vertikal. Der Bleiblock ruhte auf einem Stativ, das vertikal verschoben werden konnte. Der Strahlenkegel, der von dem Loche ausgeschnitten war, war so eng, daß der Querschnitt des Bündels niemals die Oberfläche der Kammer ganz bedeckte. Die Ionisation in der Kammer wurde für verschiedene Entfernungen des Stabes von der Kammer gemessen.

Zunächst wurde die Ionisation in Luft bestimmt. Die Ergebnisse sind in Fig. 1 graphisch wiedergegeben; die Ordinaten geben die Entfernung der Oberseite des Stabes von der Drahtgaze an, die Abszissen die Ionisation in willkürlichem Maß.

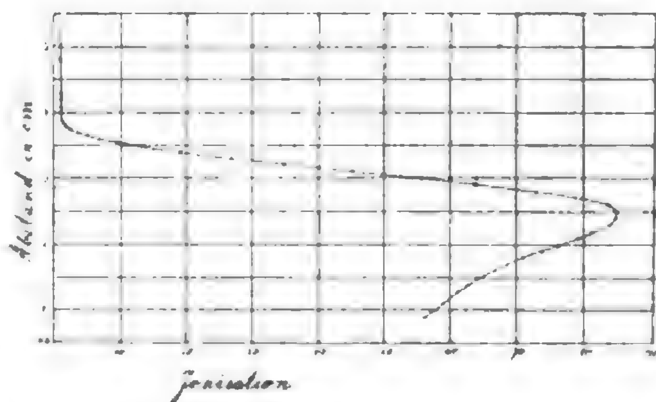


Fig. 1.

Die Kurven ähneln sehr denen, die Bragg und Kleeman und Mc Clung erhalten haben. Das Ionisierungsvermögen der α-Partikel nimmt stetig mit wachsender Entfernung zu, passiert ein wohldefiniertes Maximum und fällt dann rapide ab. Für eine engere Ionisationskammer und einen spitzeren Strahlenkegel würde dieser Abfall noch schneller gewesen sein. Aus dem Umstande, daß die Kurve einheitlich verläuft und nicht ein zweites Maximum besitzt, geht hervor, daß Polonium α-Strahlen von nur einer Art aussendet. Entfernungen, kleiner als 1,8 cm, sind allerdings nicht untersucht, doch ist es nach allem, was bisher bekannt ist, sehr unwahrscheinlich, daß ein α Strahlenprodukt mit einem Ionisierungsabstand von weniger als 1,5 cm existiert.

Fig. 2 gibt die Kurven wieder, die erhalten wurden, wenn der Stab mit verschiedenen Aluminiumlagen überdeckt war; die Zahlen der Kurven geben die Zahlen der verwandten Aluminiumfolien.

Die Figur zeigt, daß der allgemeine Cha-

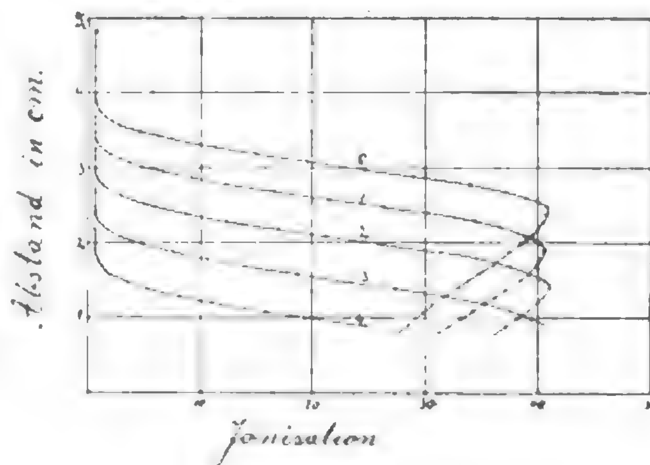


Fig. 2.

1) Phys. Review Febr. 1906.

2) Herrn Dr. Hahn bin ich zu Dank dafür verpflichtet, daß er mir den Gebrauch des Versuchsarrangements gestattete, das er vorher zur Bestimmung der Ionisierungsabstände des Thoriums und Aktiniums benutzt hatte.

rakter der Kurven nicht geändert wird, wenn die Strahlen eine oder mehrere Aluminiumschichten zu durchsetzen haben. Der Effekt des Aluminiums ist lediglich, die Kurve um einen gewissen Abstand nach der Abszissenachse zu verschieben. Der Betrag der Maximalionisation per cm wird durch die Absorption der α-Strahlen durch das Aluminium nicht geändert, in Übereinstimmung mit der Theorie von Bragg, daß die α-Strahlen nicht nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, sondern daß die gesamte Schar der α-Partikeln die Aluminiumschicht passiert und daß nur die Geschwindigkeit aller um einen bestimmten Betrag herabgesetzt wird.

In Tabelle II und III sind die Abstände zwischen Stab und der unteren Platte gegeben, für welche die α-Partikel zu ionisieren beginnt.

Tabelle II.

Anzahl der Aluminiumfolien	Abstand in cm	Lufthöhe in cm, die einer Aluminiumschicht entspricht
0	3,87	
1	3,37	0,50
2	2,84	0,51
3	2,33	0,51
4	1,83	0,51
		0,51

Tabelle III.

Anzahl der Aluminiumfolien	Abstand in cm	Lufthöhe in cm, die einer Aluminiumschicht entspricht
0	3,85	
1	3,30	0,49
2	2,86	0,48
3	2,35	0,50
4	1,82	0,50
		0,49

Die Knicke in den Kurven sind sehr scharf markiert, so daß die Punkte der beginnenden Ionisation mit einem Fehler von etwa 0,02 cm bestimmt werden konnten. Eine gewisse Unsicherheit über die wahren Werte entsteht jedoch dadurch, daß die Gaze nicht ganz eben war. Das Mittel dieser Versuche gibt den Ionisierungsabstand der α-Partikeln des Poloniums in Luft zu 3,86 cm. Das Mittel aus den Szintillationsversuchen ist 3,77 und aus den extrapolierten Werten 3,81.

Wigger[1]) hat gefunden, daß sich die Ionisierung, herrührend von den α-Strahlen des Poloniums, über eine Strecke von etwa 4 cm erstreckte. Er hat für seine Messungen eine große Fläche von Polonium als Strahlenquelle benutzt und hat nicht die Ionisations-Abstandskurve erhalten, für welche, wie gezeigt ist, ein definierter Strahlenkegel verwandt werden muß.[2])

1) Wigger, Jahrb. d. Radioaktivität 2, 391, 1906.
2) Phil. Mag. April 1906.

Bei Benutzung der α-Strahlen des Radiums als Strahlenquelle hat Bragg[1]) gezeigt, daß die Absorption, die die α-Partikel erfährt, wenn sie ein Atom passiert, der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional ist. Adams (loc. cit.) gibt an, daß er dieses Gesetz für die α-Strahlen des Poloniums mit Hilfe der Szintillationsmethode hat bestätigen können. Da es wahrscheinlich ist, daß die Szintillations- und elektrische Methode dieselben Resultate ergeben, lag keine Veranlassung vor, den Ionisierungsabstand mit der elektrischen Methode in anderen Gasen als Luft zu bestimmen.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung haben gezeigt, daß Polonium eine homogene α-Strahlenquelle ist und daß die α-Partikeln dieselbe Anfangsgeschwindigkeit besitzen. Der Ionisierungsabstand beträgt 3,86 cm, ist also wenig größer als der der α-Partikeln des Radiums selbst (3,50 cm), aber sehr viel kleiner als der von Radium *C* (7,06 cm).

Ich danke Herrn Professor Rutherford bestens für das rege Interesse, das er an dieser Arbeit genommen hat und die liebenswürdige Unterstützung, die ich von ihm erfahren habe.

1) Nach Absendung dieser Arbeit ist in Heft 10 dieser Zeitschrift (7, 337, 1906) eine Arbeit von Kučera und Mašek erschienen, in der Messungen über den Ionisierungsabstand des Poloniums mitgeteilt werden, die unter Benutzung eines Elektroskops erhalten sind. K. und M. geben an, daß für einen Luftdruck von 733 mm der Ionisierungsabstand ungefähr 4,1 cm beträgt. Für 760 mm Druck berechnet sich hieraus ein Abstand von 3,95 cm, ein Wert, der um etwa 2,3 Proz. größer ist, als der von mir gefundene.

Mc Donald Phys. Building, Mc Gill University Montreal, 20. Mai 1906.

(Eingegangen 2. Juni 1906.)

Ist der Staub in der Atmosphäre geladen?

Von George C. Simpson.

Bei den Untersuchungen über die Elektrizität der Atmosphäre begegnet man oft der Frage, ob der Staub in der Atmosphäre geladen ist oder nicht.

Man hat zu verschiedenen Zeiten viele Gründe zugunsten der Ansicht ins Treffen geführt, daß der Staub geladen sein müsse. Bald nachdem durch die ersten Messungen des Potentialgradienten in der Atmosphäre klargestellt worden war, daß praktisch über die ganze Oberfläche des Erdballs sich eine Oberflächenladung von negativer Elektrizität erstrecke, bald darnach wurde darauf hingewiesen, daß man erwarten dürfte, daß der Staub, wenn er vom Boden aufgewirbelt wird, einen Teil dieser negativen Ladung mit sich fortführen wird. Professor Schuster hat ferner darauf hingewiesen, dass der Rauch der Schornsteine nega-

ive Elektrizität mit sich fortführen müsse, und daß man daher erwarten dürfe, daß die in der Luft befindlichen Rußteilchen auf diese Weise geladen werden.

In neuerer Zeit sind andere Gründe für die negative Ladung der Staubteilchen angegeben worden: A. Schmauß[1]) beschreibt Experimente, aus welchen hervorzugehen scheint, daß Wassertropfen, wenn sie durch ionisierte Luft hindurchfallen, eine negative elektrische Ladung annehmen, und nach seinen Versuchen ist die Atmosphäre unter normalen Verhältnissen genugend stark ionisiert, um diese Wirkung hervorzubringen. Wenn nun Wassertropfen beim Fallen durch die Luft negativ geladen werden, warum sollte das nicht auch bei den Staubteilchen der Fall sein?

Andererseits habe ich bei vielen Physikern die Ansicht verbreitet gefunden, dass sich der Staub leichter auf einen negativ geladenen Draht absetzt, als auf einen positiv geladenen. Dies würde für eine positive Ladung des Staubes sprechen. Es sind aber auch Gründe dafür vorhanden, daß der Staub überhaupt keine Ladung besitzen könnte. In einer Arbeit über Ladung durch Absorption von Ionen[2]) habe ich Gründe für die Ansicht mitgeteilt, daß Körper, die in ionisierter Luft suspendiert sind, nicht geladen werden, daß sie vielmehr jede ihnen mitgeteilte Ladung verlieren werden.

Die Frage ist von äußerster Wichtigkeit für das Studium der atmospharischen Elektrizität: wird nämlich tatsächlich der Staub durch Absorption von Ionen aus der Luft negativ geladen, so ist damit sogleich eine Erklärung für die negative Ladung auf der Erde gefunden. Aus der Atmosphäre fällt fortwährend Staub in beträchtlicher Menge zu Boden. Falls er geladen ist, so dürfte er leicht genügen, dem Boden ebenso schnell negative Elektrizität zuzuführen, wie solche auf anderen Wegen wieder zerstreut wird.

Man sollte erwarten, daß eine Frage von solcher Bedeutung längst durch das Experiment tatsächlich entschieden sei; indessen weiß ich bisher von keinem Versuch in dieser Richtung. Das Zentrum einer großen Fabrikstadt dürfte als ein geeigneter Platz zur Ausführung eines derartigen Experimentes erscheinen. Deshalb habe ich Herrn Atkinson, einen Studierenden der Universität zu Manchester, aufgefordert, einige Beobachtungen in diesem Sinne anzustellen.

Nachdem verschiedene Methoden versucht worden waren, erwies sich folgende als die erfolgreichste: Zwei 8×4 cm große Messingplatten wurden so aufgestellt, daß ihre Ebenen vertikal und in etwa 1 cm Abstand einander gegenüberstanden. Diese Platten wurden auf einer Potentialdifferenz von ungefähr 5000 Volt gehalten. Wurden sie nun der freien Luft ausgesetzt, so befanden sich die Staubteilchen, welche durch den Zwischenraum zwischen den Platten hindurchfielen oder von Luftströmen hindurchgeführt wurden, in einem starken elektrischen Felde. Wenn die Teilchen nun geladen waren, so mußten sie, je nach dem Vorzeichen ihrer Ladung, von der einen oder der anderen Platte angezogen werden.

Um die Staubmengen messen zu können, welche auf diese Weise an jeder der beiden Platten niedergeschlagen wurden, waren die beiden Innenseiten der Messingplatten mit dünnen Glasscheiben von der gleichen Größe wie die Platten selbst belegt. Auf diese setzte sich dann also der Staub ab, und sie konnten dann leicht entfernt und untersucht werden.

Nach 30stündiger Exposition wurde ein dicker Staubniederschlag auf den Platten gefunden. Es war indessen nicht möglich, auch nur den geringsten Unterschied in der Menge des niedergeschlagenen Staubes zu entdecken, wenn die Exposition in einem Zimmer oder draußen in freier Luft stattgefunden hatte. Nach diesem einfachen Experiment würde es also scheinen, daß der Staub in der Luft nicht geladen ist, oder daß er wenigstens nicht stärker mit einer Elektrizität geladen ist als mit der anderen.

Manchester, im Juni 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. Juni 1906.)

1) A. Schmauß, Ann. d. Phys. (4) 9, 224, 1902.

2) George C. Simpson, On Charging through Ion Absorption and its Bearing on the Earth's Permanent Negative Charge. Phil. Mag. (6) 6, 589–595, 1903.

Messungen des inneren Temperaturgradienten bei gewöhnlichen Substanzen.

Von Charles B. Thwing.

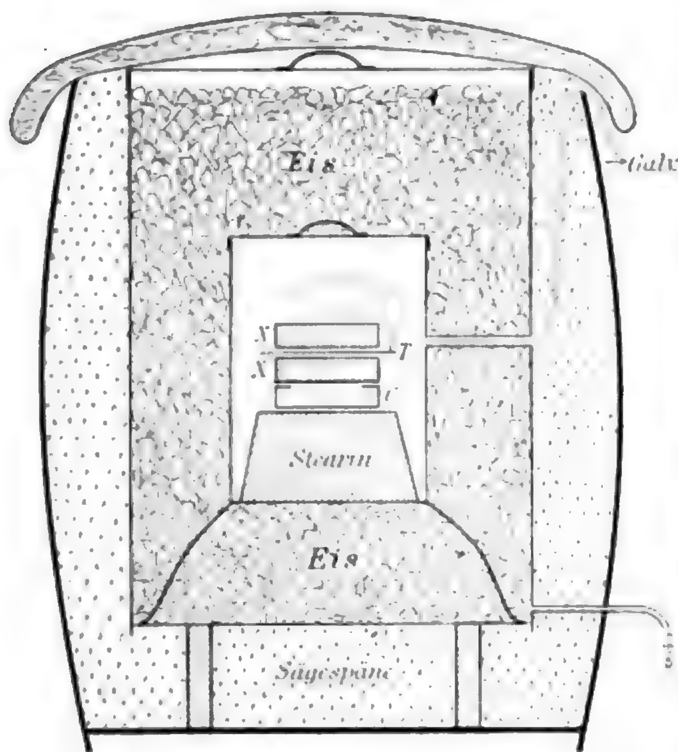
Daß viele Metalle und gewöhnliche Substanzen radioaktiv sind, ist durch die Untersuchungen verschiedener Forscher festgestellt worden. Da die Radioaktivität der Radiumverbindungen innerhalb einer Substanzmasse eine Temperaturerhöhung hervorruft, ist es zu erwarten, daß auch andere radioaktive Körper dieselbe Erscheinung in freilich weit geringerem Maße aufweisen dürften.

Daß die Größe des Temperaturgradienten bei gewöhnlichen Metallen und Gesteinen groß genug ist, um festgestellt und gemessen zu werden, scheint durch die im folgenden beschriebenen Versuche erwiesen zu werden.

Der Apparat. Die Metalle wurden in der Form von Zylindern von 100 mm Durchmesser

und 25 mm Höhe gemessen; von jeder einzelnen Substanz wurden zwei derartige Zylinder benutzt. Bei Oxyden usw., die sich in Pulverform befanden, wurde die Substanz in Papierkartons von denselben Abmessungen wie die Zylinder eingebracht, die eine kreisformige Öffnung von 75 cm Durchmesser an dem einen Ende besaßen; diese Öffnung war vermittels eines Blattes dünnen Wachspapiers geschlossen.

Das Thermometer bestand aus 116 Nickel-Eisen-Elementen, die an ein empfindliches D'Arsonvalsches Galvanometer angeschlossen waren. Die Nickeldrähte maßen nur 0,26 mm und die Eisendrähte 0,34 mm im Durchmesser. Der Eisendraht wurde verzinnt und die Verbindungen durch Löten hergestellt, wobei Harz als Flußmittel angewandt wurde.



Die Elemente wurden radial auf einen Glimmerring aufgewickelt, dessen innerer Durchmesser 25 mm und dessen äußerer Durchmesser 125 mm betrug; sie waren durch eine aus Bienenwachs und Harz bestehende Wachsschicht isoliert und vor Feuchtigkeit geschützt. Die ganze Elementenreihe besaß einen Widerstand von 15 Ohm.

Das zu der Untersuchung benutzte Galvanometer war von Leeds & Northrup geliefert worden. Die Aufhängungen bestanden aus Silber; der Widerstand des Galvanometers betrug 25 Ohm. Eine Ablenkung von 1 mm in 1 m Entfernung entspricht einer Temperaturdifferenz der Elemente um 0,0000055° C. Das Bild der Skala war klar und die Nadel blieb ruhig, so daß Zehntel einer Skalenteilung leicht abgeschätzt werden konnten.

Um die Messung kleiner Temperaturdifferenzen zu ermöglichen, war es natürlich notwendig, die Untersuchungskörper und Thermometer gegen Temperaturveränderungen zu schützen. Dies erreichte ich in ganz vollkommener Weise dadurch, daß ich sie in ein Eiskalorimeter, wie in der Figur angegeben, einbrachte. Der innere Zylinder des Kalorimeters besaß einen Durchmesser von 175 mm und eine Höhe von 250 mm; der äußere Zylinder maß 400 mm Durchmesser und 720 mm in der Höhe. Das Ganze war in einem Faß von 830 mm Höhe enthalten und mit Sägespänen umpackt. Die Oberseite war mit schweren wollenen Tüchern bedeckt. Eine Röhre zwischen den Zylindern gestattete das Einbringen der Galvanometerzuleitungen; der Außenzylinder war mit einer in der Nähe des Bodens angebrachten Abflußröhre aus Kautschuk versehen.

Alle zwei Tage wurde Eis geliefert; dies wurde zweimal täglich bis auf den Boden des Kalorimeters eingestampft und zwar wurden täglich ungefähr 5 kg verbraucht. Das Eis war von gleichförmigem Bau und sollte aus destilliertem Wasser hergestellt sein.

Die Galvanometerzuleitungen bestanden aus biegsamem Kupferdraht mit Gummi- und Baumwollisolierung; der in das Kalorimeter hineinragende Teil war weiter noch mit Wachs überzogen.

Das der Untersuchung unterworfene Paar von Versuchsstücken XX ruhte mit dem dazwischen befindlichen Thermometer T auf einem Papierkarton C, ähnlich wie solche für die Untersuchung der pulverförmigen Substanzen benutzt wurden. Der Karton ruhte seinerseits auf einem Stearinklotz, der auf dem Boden des Kalorimeters lag. Die Zeit, die dazu erforderlich war, damit ein Versuchskörper nach seinem Einbringen ins Kalorimeter eine beständige Temperatur erreichte, schwankte zwischen 12 bis 20 Stunden; sie hing im wesentlichen von der Wärmeleitfähigkeit des Körpers ab. Nachdem dieser Zeitraum verstrichen war, blieb die Ablenkung unbestimmte Zeit hindurch so ziemlich konstant. Die längste Versuchszeit betrug 15 Tage. Gewöhnlich schienen jedoch 3 bis 4 Tage zum Ausführen einer Bestimmung genügend zu sein.

Ergebnisse. Von den bisher untersuchten Substanzen zeigen alle ohne Ausnahme einen inneren Temperaturgradienten. Die in der Tabelle gegebene Liste von Substanzen soll beträchtlich erweitert werden. Die bisher erzielten Ergebnisse erscheinen jedoch interessant genug, um ihre Veröffentlichung auch jetzt schon zu rechtfertigen.

Tabelle.

	Ablenkung	t	tt
Blei	5,4	0,000059	0,000020
Antimon . . .	3,9	0,000043	0,000014
Zink	3,1	0,000034	0,000011
Eisen	2,9	0,000032	0,000011
Kupfer	2,8	0,000031	0,000010
Aluminium . . .	4,1	0,000045	0,000015
Aluminium-Oxyd	28,0	0,000308	0,000103
Magnesium-Oxyd	16,1	0,000176	0,000059
Marmor	1,4	0,000015	0,000005
Sandstein . . .	7,2	0,000079	0,000026

Die zweite Spalte gibt die Ablenkung in Millimeter bei einer Skalenentfernung von 15 cm an. Die dritte Spalte gibt die Temperatur in einer Entfernung von 3 cm innerhalb des Versuchskörpers an, wenn dessen Oberfläche und Umgebung sich auf 0⁰ befanden. Die dritte Spalte gibt den Gradienten in Graden pro Zentimeter an.

Fehlerquellen. Die augenfälligsten Fehlerquellen sind:

1. die thermoelektromotorischen Kräfte, die in dem Galvanometer selbst oder in den Zuleitungen auftreten,
2. chemische elektromotorische Kräfte, verursacht durch die Feuchtigkeit in der Isolierung der Elemente,
3. Veränderungen der Temperatur des Kalorimeters.

Was 1. anbetrifft, so fand ich, daß sich bei schnellen Temperaturveränderungen des Raumes eine Ablenkung beobachten ließ, wenn das Galvanometer durch die Bleidrähte hindurch kurzgeschlossen wurde. Diese Ablenkung hing von der Richtung ab, in der die Temperaturveränderung des Zimmers erfolgte; sie wurde durch zwei dividiert, wenn ein Widerstand gleich dem des Galvanometers in den Stromkreis eingeschaltet wurde. Unter gewöhnlichen Verhältnissen beträgt dieser Fehler jedoch nicht mehr als 1—2% der beobachteten Ablenkung. Wenn man die verbundenen Enden der Bleidrähte um 15^0 abkühlte oder sie um den gleichen Betrag erwärmte, so erzielte man keinerlei Ablenkung.

Was 2. anbelangt, so ist zu beobachten, daß die Reihenfolge von Nickel und Eisen in der thermoelektrischen Reihe ihrer Reihenfolge in der Kontaktreihe entgegengesetzt ist, so daß jede Undichtheit zwischen den Elementen eine Ablenkung in entgegengesetzter Richtung zu der beobachteten Ablenkung hervorrufen würde. Eine Undichtheit zwischen dem letzten Eisenelement und dem Kupferdraht dürfte eine Ablenkung in der gleichen Richtung wie die beobachtete hervorrufen.

Sowohl in bezug auf 1. als in bezug auf 2. ist noch zu bemerken, daß alle auf die Rechnung der erwähnten Quellen kommenden Ströme nicht von dem Vorhandensein der das Thermometer umgebenden Versuchsstücke abhängig sein, sondern sich ebensogut nachweisen lassen sollten, wenn keinerlei Versuchskörper zugegen sind. Außerdem findet man, daß wenn das Thermometer allein im Kalorimeter exponiert wird und hierbei auf dem Rand des Papierkartons ruht, keinerlei andere Ablenkung als eine ganz kleine von veränderlichem Vorzeichen zu beobachten ist.

Was 1. anbelangt, so wurde festgestellt, daß die Temperatur des Kalorimeters um ungefähr $0{,}00001^0$ bis $0{,}00002^0$ durch das Abschmelzen des Eises von dem Boden des inneren Zylinders während der zwölfstündigen Zwischenzeiten zwischen dem Einbringen des Eises anstieg. Dies ergab sich aus einer recht schnellen Zunahme der Ablenkung, die unmittelbar auf das Einbringen folgte, worauf sich die erste Ablesung langsam wieder herstellte.

Kurz gesagt scheinen, wenn die Versuchskörper angebracht sind, keinerlei Fehlerquellen zu bestehen, die nicht auch dann vorhanden wären, wenn diese entfernt sind. Wenn die Versuchskörper zugegen sind, so treten Ablenkungen, die einem negativen Gradienten entsprechen würden, niemals auf, und die beobachteten Veränderungen überschreiten nie 20% der gesamten Ablenkung. Es scheint aus diesem Grunde sicher zu sein, daß die in der Tabelle angegebenen Werte den Gradienten unter den beschriebenen Verhältnissen bis auf 10—20% genau darstellen.

Schlußbemerkungen. Die augenfällige Erklärung für die beobachtete Erscheinung ist natürlich die, daß man annimmt, daß die Temperatur auf Rechnung einer Radioaktivität entweder der Substanz selbst oder der in der Form von Verunreinigungen enthaltenen Substanzen kommt. Es scheint nicht außerhalb des Bereiches der Möglichkeit zu liegen, daß eine Oxydierung der Oberflächen der Versuchskörper einen meßbaren Wärmebetrag erzeugen dürften. Ich fand jedoch, daß beim Auskochen der Eisenzylinder in gereinigtem Vaselin und bei ihrer Untersuchung mit einer sie noch bedeckenden Vaselinschicht keinerlei Veränderung der Ergebnisse festzustellen war. Das benutzte Vaselin ist in hohem Grade frei von Säure und Alkali und greift die eingetauchten Metalle auch nach vielen Monaten nicht an.

Substanzen wie MgO oder Al_2O_3 dürften ferner kaum während des Versuchs eine chemische Veränderung erfahren.

Die Größenordnung der Temperaturgradienten bei den einzelnen Substanzen gibt natürlich nicht die Größenordnung ihrer Radioaktivität an, da die erzeugte Wärme in guten Leitern

wie Kupfer und Aluminium schneller fortgeführt wird als in den schlechter leitenden Metallen und Oxyden.

Die Größe des gefundenen Temperaturgradienten ist mehr als ausreichend, um den bekannten Temperaturgradienten unterhalb der Oberfläche der Erde nach der Annahme zu erklären, die **Rutherford** bei seiner Kritik der **Struttschen** Ergebnisse gemacht hat, daß die gesamte Masse der Erde in demselben Betrage wie die in der Nähe ihrer Oberfläche gefundenen Teile radioaktiv ist. Da jedoch die Werte für die Radioaktivität der Substanzen an der Oberfläche der Erde nach den einzelnen Beobachtern, die außerordentlich verschiedene Methoden benutzt haben, sämtlich insofern übereinstimmen, als sie zu groß sind, um auf Grund dieser Annahme erklärt zu werden, so dürfte es sich der Mühe verlohnen, eine andere Hypothese in Betracht zu ziehen, daß nämlich die radioaktiven Substanzen sich vornehmlich in der Erdkruste befinden.

Auf Grund der Hypothese, daß die Elemente sich so ziemlich in der Reihenfolge ihrer Atomgewichte unter Verhältnissen zunehmender Anhäufung der die gravitierende Masse zusammensetzenden Teilchen entwickelt haben, dürfte es scheinen, daß die Hauptbedingung für die Stabilität der komplexen Atome der ungeheure Druck war, eine Bedingung, die weit unterhalb der Erdoberfläche besser als an der Oberfläche selbst erfüllt wird. Elemente, die zu späterer Zeit in größerer Nähe der Erdoberfläche vorkamen als zur Zeit ihres Ursprungs, dürften daher radioaktive Eigenschaften vermuten lassen.

Die Gesamtheit der beobachteten Fakten ist bisher noch viel zu dürftig, als daß man in bezug auf diesen außerordentlich verlockenden Gegenstand mehr als eine bloße Mutmaßung wagen dürfte. Es dürfte jedoch scheinen, als ob es in Zukunft den Geologen freistehen würde, solche Zeitperioden für das Leben der Erde in Anspruch zu nehmen, wie ihre einzelnen Theorien es verlangen, ohne Widerspruch von seiten der Physiker zu fürchten.

Die Absicht des Verfassers ist es, die Liste der untersuchten Substanzen zu vergrößern und die Beobachtungen durch Kontrollversuche zu prüfen, von denen einige zurzeit im Gange sind.

Ich möchte der amerikanischen Akademie für Kunst und Wissenschaft meinen Dank dafür aussprechen, daß sie mir aus dem **Rumford**-Fonds Beträge zur Bestreitung der Untersuchungskosten zugewiesen hat; ebenso möchte ich dem Präsidenten und dem Direktor des physikalischen Laboratoriums des Adelbert College danken, die mir ein sehr geeignetes Versuchszimmer und alle zur Ausführung der Arbeit zu Gebote stehenden Mittel zur Verfügung gestellt haben.

Physikalisches Laboratorium des Adelbert College, Western Reserve University, Cleveland, Ohio. 1. Mai 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von **Alfred Gradenwitz**.)

(Eingegangen 15. Juni 1906.)

Die Abhängigkeit elektrostatischer Spannungszeiger von Wechselzahl und Wellenform.

Von **Gustav Benischke**.

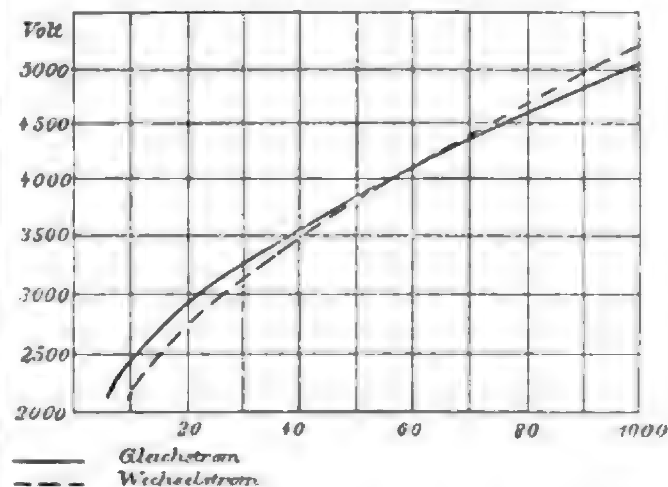
In No. 11 dieser Zeitschrift berichtet Herr **Fischer** über die Abhängigkeit solcher Instrumente von der Wechselzahl. Er ist aber im Irrtum, wenn er meint, daß die nach der Theorie zu erwartende Unabhängigkeit allgemein für gültig gehalten werde. Schon vor etwa neun Jahren habe ich festgestellt, daß zwischen einem elektrostatischen Spannungszeiger von W. **Thomson** und einem von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft Unterschiede auftraten, die von der Wechselzahl abhängig waren, und zwar an einer Dynamomaschine mit konstanter Erregung, so daß die Wellenform unverändert blieb. Die Instrumente in isolierendem Gehäuse haben sich überhaupt als so unzuverlässig in ihren Angaben erwiesen, daß sie in elektrischen Anlagen schon seit vielen Jahren nur mehr als Isolationsprüfer verwendet werden, zur Spannungsmessung aber Spannungstransformatoren mit galvanometrischen Spannungszeigern.

Die Ursache der in verschiedenen Arten auftretenden Abweichungen von den theoretischen Eigenschaften liegt zum Teil in den Isolierstoffen, wie Herr **Fischer** richtig bemerkt, zum Teil aber auch in einem Drehmoment, das unmittelbar von der Ausströmung der Elektrizität aus dem beweglichen Flügel (Spitzenwirkung) herrührt.

Über den Grund, warum die in den Instrumenten enthaltenen Isolierstoffe Abweichungen zwischen Gleich- und Wechselstrom hervorbringen, bin ich anderer Meinung als Herr **Fischer**. Herr **Fischer** sucht den Grund in der Streuung der elektrischen Kraftlinien, d. h. in ihrer Abweichung vom gewünschten Wege. Eine solche Streuung ist zweifellos vorhanden; ihr Unterschied zwischen Gleichstrom (Wechselzahl null) und Wechselstrom von 100 Wechseln ist aber so gering, daß die beobachteten Abweichungen daraus nicht erklärt werden können. Bei der Streuung **magnetischer** Kraftlinien, die Herr **Fischer** als Analogon heranzieht, können allerdings erhebliche Unterschiede zwischen Gleich- und

Wechselstrom auftreten, jedoch nur dann, wenn durch sekundäre Ströme eine Stauung der Kraftlinien eintritt. Eine ähnliche Erscheinung hinsichtlich des Verlaufs elektrischer Kraftlinien durch das Dielektrikum gibt es nicht, und daher kann auch ein merklicher Unterschied zwischen der elektrischen Streuung bei Gleich- und Wechselstrom nicht vorhanden sein. Der Grund der beobachteten Abweichungen liegt vielmehr in den rückständigen Ladungen der Isolierstoffe, die, wie bekannt, von der Ladungszeit beziehungsweise Wechselzahl abhängen. Erzeugt werden die rückständigen Ladungen nicht durch die elektrischen Streulinien, sondern durch direkten Übergang der Elektrizität von den unter Spannung stehenden Metallteilen, durch restliche Ladung von der letzten Anwendung des betreffenden Instrumentes her und durch äußere elektrische Einwirkungen (atmosphärische Ladung, Reibung, Influenz). Die Art der Beeinflussung hängt von den konstruktiven Verhältnissen des Instrumentes ab. Sicheren Schutz dagegen bietet bekanntlich ein Metallschirm, der die wirksamen Teile des Instrumentes möglichst umschließt, oder möglichste Vermeidung isolierender Stoffe. Sogar bei Drehspulen-Instrumenten für Gleichstrom und bei dynamometrischen Instrumenten muß man bei höheren Spannungen solche Schirme anwenden.

Die zweite Ursache für die Abweichungen zwischen Gleich- und Wechselstrom, die sich aber erst bei höheren Spannungen bemerkbar macht, ist das Drehmoment, das der bewegliche Flügel von der ausströmenden Elektrizität erhält. Um größte Leichtigkeit des Flügels zu erzielen, wird er immer aus dünnstem Blech angefertigt. Sein Rand ist daher sehr scharf und es tritt eine starke Ausströmung der Elektrizität längs des ganzen Randes wie aus einer Spitze auf. Der Schulversuch, wo ein mit Spitzen versehenes Rädchen durch die ausströmende Elektrizität wie ein Reaktionswasserrad in Drehung versetzt wird, ist bekannt. Da diese Wirkung von der höchsten Spannung abhängt, so ist sie nicht dem effektiven Werte, sondern dem Scheitelwerte proportional. Bei gleichem effektiven Werte ist der Scheitelwert einer sinusförmigen Spannungswelle um das $\sqrt{2}$fache größer als bei Gleichstrom; bei verschiedenen Spannungswellen ist er um so größer, je größer der Scheitelfaktor ist. Dieser Einfluß ist also nicht wie der vorige ein Einfluß der Wechselzahl, sondern ein Einfluß der Wellenform. Es hängt wiederum von den konstruktiven Verhältnissen ab, an welcher Seite des beweglichen Flügels diese Reaktionskraft überwiegt, d. h. ob dadurch eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Ausschlags erfolgt. Da dieser Einfluß erst bei höherer Spannung merklich wird, kann es vorkommen, daß im unteren Teile des Meßbereiches der obige Einfluß der Wechselzahl, im oberen Teile der letztere Einfluß überwiegt oder umgekehrt. Für ein Instrument der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft zeigen die Kurven in folgender Figur dies deutlich; sie



sind einem Prüfungsschein der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entnommen.

Da diese Anstalt eine Akkumulatorenbatterie für hohe Spannung besitzt, war das Instrument zur Eichung mit Gleich- und Wechselstrom (100 Wechsel) dorthin gesandt worden. Bei der Eichung war die mit dem beweglichen Flügel verbundene Klemme geerdet. Geschah dies nicht, so konnte man durch Annäherung der Hand die Einstellung durch Influenz verändern.

(Eingegangen 9. Juni 1906.)

Magnetischer Nachweis von Materialfehlern, Gußblasen u. dgl. im Eisen.

Von L. Kann.

In vielen Fällen wäre es von großer Wichtigkeit, über die Homogenität eines Gußstückes, über das Vorhandensein und die Ausdehnung von Blasen u. dgl. eine verläßlichere Auskunft zu haben, als sie das bloße Abklopfen erteilen kann. Eine solche dürfte die folgende Anordnung geben, bei welcher der Kraftlinienfluß eines Elektromagneten durch etwaige Materialfehler des als Anker dienenden zu prüfenden Gußstückes verändert und diese Veränderung durch eine Induktionsspule in Verbindung mit einem ballistischen Galvanometer nachgewiesen wird.

Bei den Vorversuchen an Eisenstücken, die eigens zu dem Zwecke hergerichtet, also mit Durchbohrungen usw. versehen worden waren, haben die im folgenden (Fig. 1 u. 2) skizzierten

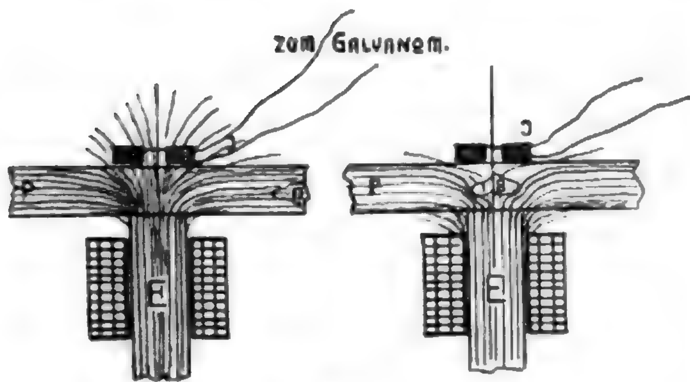


Fig. 1.

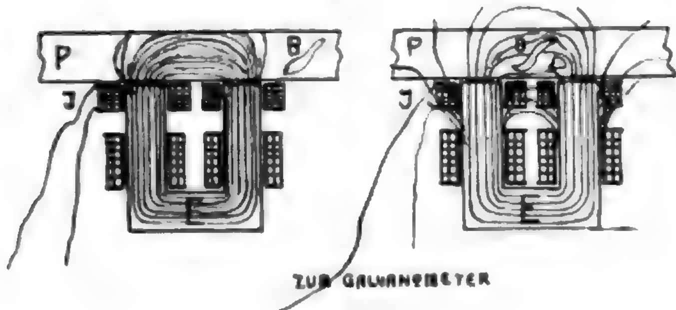


Fig. 2.

einfachen Anordnungen überraschende Resultate ergeben.

E ist der Elektromagnet, *I* die mit einem Galvanometer verbundene Induktionsspule, *P* das Versuchsstück, *B* eine im Eisen etwa vorhandene Blase.

Nehmen wir einen ganz einfachen Fall: eine Eisenplatte, so wird sich bei einer Verschiebung derselben oder des Magneten (natürlich samt Induktionsspule[1])) der Kraftlinienfluß fast gar nicht ändern, falls dieselbe gleichförmig ist — und das Galvanometer bleibt in Ruhe. Passiert aber z. B. die Blase *B* den Kraftlinienfluß, so wird derselbe (seiner Stärke und Verteilung nach) verändert. Dadurch wird in der Spule *I* ein Induktionsstrom erzeugt, welchen das Galvanometer anzeigt.

Bei einer bestimmten (vielleicht vorteilhaft ruckweisen) Bewegung von Magnet (samt Induktionsspule) oder Probestück lassen sich aus der Größe und Art der aufeinanderfolgenden Galvanometerausschläge sehr gut Aufschlüsse über die Lage, Ausdehnung einer Blase od. dgl. gewinnen.

Um das Festhaften des Probestückes am Magneten zu verhüten, dient eine Zwischenlage aus nichtmagnetischem Material. Auch könnten Rollen oder dergleichen angewendet werden.

Da es mir jetzt nicht möglich ist, der Sache praktisch weiter nachzugehen, so möchte ich durch diese Skizze die Anregung zu technischer Verwendung und Ausführung gegeben haben.

1) Magnet und Induktionsspule müssen selbstverständlich in ihrer Position mit Bezug aufeinander unveränderlich bleiben.

(Eingegangen 16. Juni 1906.)

Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes.

Von Paul Ehrenfest.

Herr Prof. J. H. Jeans hat kürzlich[1]) eine überraschend einfache Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes gegeben, die aber in einigen Punkten nicht zwingend zu sein scheint. — Herr Jeans zeigt durch einige Überlegungen, deren Besprechung ich hier unterlasse, daß das Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers bei einer bestimmten Temperatur T, für eine bestimmte Wellenlänge λ nur mehr eine

„Funktion von λ, T, V, e, m, R und K"

sein kann. (V = Lichtgeschwindigkeit, e = Ladung eines Elektrons, m = Masse eines Elektrons, R = die bekannte Konstante aus der Theorie der Gase, die so gewählt ist, daß $\frac{2}{3}RT$ die mittlere kinetische Energie eines Elektrons ist, K = Dielektrizitätskonstante des Äthers, gemessen in beliebigem Maßsystem.) Und nun fährt Herr Jeans folgendermaßen fort (S. 548, l. c.)

§ 4. Die physikalischen Dimensionen der sieben Größen λ, T, V, e, m, R und K drücken sich in den Einheiten der Länge (L), der Masse (M), der Zeit (Z), der Temperatur (T) und der Dielektrizitätskonstante (K) folgendermaßen aus:

λ	hat Dimension	L
T	„ „	T
V	„ „	LZ^{-1}
e	„ „	$L^{3/2}M^{1/2}t^{-1}K^{1/2}$
m	„ „	M
R	„ „	$L^2MZ^{-2}T^{-1}$ [2])
K	„ „	K

Man hat hier also sieben Größen mit nur fünf unabhängigen physikalischen Grundeinheiten. Es muß also möglich sein die sieben Größen auf zwei voneinander unabhängige Weisen so zu kombinieren, daß sie eine reine Zahl bilden. Wir können als solche zwei unabhängige Verbindungen dieser sieben Grössen nehmen:

$$c_1 \equiv RTm^{-1}V^{-2} \qquad c_2 \equiv \lambda RTKe^{-2},$$

c_1 und c_2 sind reine Zahlen.

Jede andere reine Zahl, die aus diesen sieben Größen aufgebaut werden kann, muß dann die Form $f(c_1, c_2)$ besitzen.

Die physikalische Dimension der Funktion Φ_m ($\Phi_m d\lambda$ = Energie pro Volumeneinheit des Äthers, soweit sie in den Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ entspricht) ist die einer Energie pro Volumeneinheit und Wellenlängeneinheit. Also hat Φ_m die Dimension $L^{-2}MZ^{-2}$. (Im Original aus Versehen: $L^{-3}MZ^{-2}$.) Diese Dimension ist aber dieselbe wie die von $\lambda^{-4}RT$. Das Verhältnis von Φ_m zu dieser Größe ist also

1) J. H. Jeans, On the laws of radiation. Proc. of the Royal Soc. A Vol. 76, 546, 1905.

2) Im Original aus Versehen: $R \ldots\ldots LMZ^{-2}T^{-1}$.

eine reine Zahl; daraus folgt, daß es möglich sein muß, Φ_m in der Form

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(c_1, c_2)$$

darzustellen.

§ 5. Die Zahl c_1 besitzt eine einfache physikalische Bedeutung: Die mittlere kinetische Energie eines freien Elektrons bei der Temperatur T ist $^3/_2 R T$; also der Wert des mittleren Geschwindigkeitsquadrates $C_2 = {^3/_2} R T m^{-1}$. Somit ist

$$^3/_2\, c_1 = \frac{C^2}{V^2}$$

Bei 100^0 Celsius ist der Wert von C zirka 7×10^6 cm pro Sekunde[1]), hingegen

$$V = 3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Der Wert von c_1 ist folglich zirka $3{,}6 \times 10^{-8}$, eine Größe, genügend klein, um vernachlässigt zu werden (!!). Indem man zur Grenze übergeht, in der c_1 gleich Null gesetzt wird, kann die Funktion $f(c_1, c_2)$ entweder einer bestimmten Grenze $f(o, c_2)$ zustreben oder auch nicht. Hier wollen wir annehmen, daß eine solche Grenze existiert, ohne uns auf eine Diskussion der exakten Bedeutung dieser Annahme einzulassen.

§ 6. Unter dieser Annahme finden wir, daß Φ_m sehr angenähert in der Form

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(c_2)$$

ausgedrückt werden kann, da der wirkliche Wert von c_1 sehr klein ist (!!). Indem man nun c_2 durch seinen Wert ersetzt und „dropping" die universellen Konstanten R, K, e (im Original aus Versehen auch noch T) finden wir:

$$\Phi_m = \lambda^{-4} T f(\lambda T).$$

Somit erhält man für das Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers bei der Temperatur T für die Wellenlänge λ die Form:

$$\lambda^{-4} T f(\lambda T) d\lambda.$$

Ohne näher die Punkte zu besprechen, an denen ich den Schlüssen nicht zu folgen vermochte, will ich durch ein Beispiel zeigen, daß die hier gegebene Schlußreihe so ziemlich zu jedem anderen Resultat führen kann, je nachdem, wie man die Verbindungen c_1 und c_2 wählt. Zu diesem Zwecke wählen wir statt der Verbindung c_1 und c_2 neue Verbindungen c'_1, c'_2 so daß $c'_1 = c_1$, $c'_2 = c_2 \cdot c_1^{1/5}$, das heißt $c'_1 \equiv R T m^{-1} V^{-2}$ $c'_2 \equiv \lambda R^{1/5} T^{1/5} K e^{-2} m^{-1/5} V^{-2/5}$. c'_1 und c'_2 sind im selben Sinne voneinander unabhängig wie c_1 und c_2. (Zur Vorsicht wurde c'_2 so gewählt, daß es dieselbe — nicht untersuchte — Größenordnung besitzt wie die Größe c_2.) Übt man auf diese Größen die oben zitierte Schlußreihe aus, so kommt man zu dem Resultat:

$$\Phi'_m = \lambda^{-4} T f'(\lambda T^{1/5}).$$

Weesen a. Wallensee, 5. Juni 1906.

(Eingegangen 8. Juni 1906.)

1) „Jeans, The dynamical theory of Gases", p. 209.

Zur Planckschen Strahlungstheorie.

Von Paul Ehrenfest.

Mit Rücksicht auf das Erscheinen der „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung" von Herrn Prof. Planck möchte ich mir erlauben, aus einer Arbeit, die erst später erscheinen kann, einige Bemerkungen speziell zur Planckschen Strahlungstheorie zusammenzustellen. Ihre genauere Begründung soll im Zusammenhang jener Arbeit erfolgen.

§ 1. Den Plan seiner Theorie entwickelt Herr Planck im § 104 (S. 100) seines Buches: Der Kirchhoffsche Satz von der Universalität der Hohlraumstrahlung darf auch auf fingierte Systeme ausgedehnt werden. Als solches wählt Herr Planck folgendes Modell: Eine Spiegelhülle, die einen oder mehrere Resonatoren umschließt. Die Natur der Resonatoren ist lediglich durch ihre linear homogene Schwingungsgleichung definiert. Sie besitzen nur Strahlungs-, nicht aber Reibungsdämpfung. „Sobald es nur gelingt, für irgendeine solche beliebig herausgegriffene spezielle Art und Anordnung emittierender und absorbierender Systeme einen Strahlungszustand im umgebenden Vakuum nachzuweisen, der sich durch **absolute Stabilität**[1]) auszeichnet, so kann dieser Zustand kein anderer sein, als der der schwarzen Strahlung". Herr Planck stellt nun Berechnungen darüber an, wie die Anwesenheit solcher Resonatoren eine anfänglich in das Modell eingeschlossene Strahlung verändert. Trotz der Linearität aller in Betracht kommenden Grundgleichungen sind diese Berechnungen mit enormen Schwierigkeiten verbunden und ihr unvermeidlicher Umfang erschwert beim ersten Studium den Überblick. Es sei deshalb erlaubt, zu skizzieren, wie man sich auf einem Wege, der sich an die Methoden von Rayleigh und Jeans anschließt, die bedeutsamere Hälfte des von Herrn Planck gewonnenen Resultates zumindest plausibel machen kann. Das Resultat läßt sich etwa so formulieren (siehe Schlußparagraph des Buches):

1. Die Farbenzusammensetzung der Strahlung, die man anfänglich in das Modell einbringt, wird durch die Anwesenheit beliebig

1) Die Hervorhebung dieser Worte habe ich mir mit Rücksicht auf die daran anknüpfenden Erörterungen erlaubt. (Vergl. § 2.)

vieler Planckscher Resonatoren *nicht* beeinflußt, sondern bleibt *dauernd erhalten.*

2. Unter der Wirkung der Absorption und Emission der Oszillatoren stellt sich schließlich ein stationärer Strahlungszustand ein, in dem die Intensitäten und Polarisationen aller Strahlen *jeder Farbe für sich* nach Größe und Richtung sich gegenseitig ausgleichen.

Zusammenfassend: Eine im Planckschen Modell eingeschlossene Strahlung mag im Laufe der Zeit beliebig *ungeordneter* werden — sicher wird sie *nicht schwärzer.* — Für die folgende Erörterung am meisten angepaßt ist diese Formulierung: *Die Resonatoren innerhalb der Spiegelhülle leisten dasselbe wie eine leere Spiegelhülle, die an einzelnen Stellen diffus reflektiert.*

Daß die Planckschen Resonatoren auf die Strahlung ebenso zerstreuend einwirken wie diffuse Reflexion — vielleicht nur mit anderer Geschwindigkeit — das wird man fürs erste auch ohne Rechnung zugeben.[1] Da es sich aber gerade um das *Schwärzer-Werden* der Strahlung handelt, ist besonders die erste Hälfte des Planckschen Resultates bedeutsam. Wir wollen uns genau der Schlüsse bedienen, die Herr *Planck* für einen anderen Zweck ausgearbeitet hat: Eine exakt oder diffus reflektierende Hülle umschließe nur reinen Äther. Jeder Strahlungsvorgang innerhalb dieser Hülle ist dann einfach eine bestimmte Superposition der Eigenschwingungen des Hohlraumes. Ihre Amplituden (und Phasen) bleiben bekanntlich so lange konstant, solange das System abgeschlossen sich überlassen bleibt. Es „kann also hierbei keine Rede sein . . . von einer Tendenz zu einem Ausgleich der auf die einzelnen Partialschwingungen entfallenden Teilenergien" (l. c. S. 175). Diese Schlüsse übertragen sich nun ohne weiteres auf das Plancksche Modell. Solange nämlich die Oszillatoren durch nichts weiter definiert sind als durch die *linear homogenen* Differentialgleichungen[2], die Herr *Planck* für sie ansetzt, sind sie *im wesentlichen* mit kleinen Stäbchen aus vollkommenen Leitern oder passenden Dielektrikas identisch. Dann ist aber jeder Bewegungszustand des Planckschen Modells wieder um eine Superposition der Eigenschwingungen dieses komplizierteren Systems. Und so kann auch hier keine Rede sein von einer Tendenz zu einem Ausgleich der auf die einzelnen Partialschwingungen entfallenden Teilenergien.[1] Dieses von Herrn *Planck* gefundene Resultat ist um so bedeutsamer, als der erste Anschein so sehr dagegen spricht: Ein Planckscher Resonator spricht wegen seiner Strahlungsdämpfung auf Wellen aller Perioden an, die der Periode seiner Eigenschwingung genügend nahe liegen. Es wäre darnach zu erwarten, daß eine Schar von Resonatoren mit eng aneinander anschließenden Eigenschwingungsfrequenzen, die sich zusammen über das ganze Spektrum erstrecken, imstande sein müßten, eine anfänglich monochromatische Strahlung sukzessive in Strahlung kontinuierlicher Spektralverteilung zu verwandeln.[2]

§ 2. Schreibt man jedem Bewegungszustand des Modelles eine bestimmte Entropie zu, so läßt sich bei passender Wahl des Ausdruckes für die Entropie das Plancksche Resultat auch so formulieren: Die Entropie des Modelles nimmt zu bis zu einem Wert, den sie nicht mehr überschreitet, *so lange das Modell abgeschlossen* sich selbst überlassen *bleibt.* Dieser obere Grenzwert hängt aber nicht nur von der Totalenergie, sondern auch von der anfänglichen Spektralverteilung der eingeschlossenen Strahlung ab. — Eine Analogie aus der kinetischen Gastheorie ermöglicht einen tieferen Einblick. Wir definieren ein eigentümlich idealisiertes Gas: die Moleküle dieses Gases seien füreinander vollständig durchdringlich. Sie erfahren also nur an den Wänden und den gleich zu definierenden „Zerstreuern" Stöße. Diese „Zerstreuer" seien elastische Kugeln ebenfalls von molekularer Größe regellos über den Raum verteilt und zwar *mit absolut fixen Mittelpunkten.* Die Gasmoleküle behalten also bei jedem Stoß ihre Absolutgeschwindigkeit (Energie) bei; ihre Bewegungsrichtung

1) Dabei kommen die bekannten Einwände von *Loschmidt* und *Zermelo* gegen die Erklärbarkeit irreversibler Prozesse durch reversible Modelle ganz in derselben Weise in Betracht wie in der kinetischen Gastheorie. Diese Seite der Frage soll an anderer Stelle eingehend berücksichtigt werden. Im folgenden wird sie bewußt beiseite gelassen, um in diesem Punkt mit der Planckschen Darstellung in Übereinstimmung zu bleiben.

2) Anders, falls Molekularstoße eingreifen oder die Differentialgleichungen nicht mehr linear homogen wären. — Siehe P. *Ehrenfest*, „Über die physikalischen Voraussetzungen der Planckschen Theorie". Wien. Ber. **114** (2a), 1905, § 9 und M. *Planck*, „Vorlesungen . . .". Schlußparagraph und Anmerk. zu § 109.

1) Wenn wir hier „Spektralverteilung" und „Energieverteilung auf die einzelnen Partialschwingungen" identifizieren, so entspricht das den Festsetzungen, die Herr *Planck* in den §§ 164—166 akzeptiert. Die Beziehung zu den Festsetzungen des § 180 bleibe an dieser Stelle unerörtert.

2) In der Tat findet sich in der Einleitung jener Arbeit, mit der Herr *Planck* vor neun Jahren die Publikation seiner Theorie eröffnete, folgender Passus (Berl. Akademie 4II, 1897, § 7): „Der Resonator beeinflußt aber auch die Färbung der erregenden Welle, wenn man darunter die Verteilung ihrer gesamten Intensität auf die verschiedenen in ihr enthaltenen einfach periodischen Schwingungsarten versteht und es ist zu erwarten, daß er auch hier im Sinne eines gewissen Ausgleichs unter den Intensitäten verschiedener Farben wirkt, woraus sich dann wichtige Schlüsse auf die Energieverteilung im stationären Strahlungszustand innerhalb des betrachteten Raumes ergeben." — Eine vollständig befriedigende Auflösung dieses interessanten Paradoxons läßt sich nur bei eingehenderer Auseinandersetzung über die beiden Definitionen der Spektralverteilung geben. (Siehe vorige Anmerkung.)

aber ändert sich. Für dieses Modell kann man eine vollständige Analogie zum H-Theorem aufbauen. Akzeptiert man für den Augenblick das H-Theorem ohne Vorbehalt, so würde es zeigen: Eine anfängliche Ungleichförmigkeit in der Dichteverteilung und in den Geschwindigkeitsrichtungen gleicht sich aus. Von einer Tendenz zu einem Ausgleich der auf die einzelnen Moleküle entfallenden Energiebeträge kann natürlich keine Rede sein. Wohl wächst die Größe H bis zu einem Wert, den sie nicht mehr überschreitet, solange das Modell abgeschlossen bleibt, entsprechend der partiellen Verminderung der anfänglichen Ordnung. Die Entropie nimmt aber in beiden Modellen nicht ihren „absoluten" Maximalwert für die vorgegebene Totalenergie an. Den würde sie nur annehmen, wenn in jenem Modell die Strahlung schwarz, in diesem Modell die Geschwindigkeitsverteilung maxwellisch werden wollte, wozu nicht die Möglichkeit besteht.[1] Die Strahlung vermag also im abgeschlossenen Modell im allgemeinen auch nicht einen Zustand zu erreichen, „der sich durch absolute Stabilität auszeichnet". Im Planckschen Modell sind unendlich viele nicht-schwarze Strahlungen vollkommen stabil. Es hat sich dieses besonders einfach mit Hilfe einer dimensionellen Methode zeigen lassen.[2] Wenn nun Herr Planck in die jetzige Darstellung der Grundlage seiner Resonatorentheorie die Forderung der „absoluten Stabilität" explizit mit aufgenommen hat, so drängt sich die Frage auf: Wodurch soll diese absolute Stabilität bewirkt oder auch nur erkannt werden?

§ 3. Wir verdanken Herrn Planck eine zweite Theorie der Hohlraumstrahlung, die — wenn ich richtig verstanden habe — von dieser Resonatorentheorie physikalisch unabhängig ist und die schon ein ungewöhnlich schönes Resultat gezeitigt hat: die sehr scharfe Festlegung der Boltzmannschen Konstante k ($^3/_2\, k\, T =$ mittlere kinetische Energie eines Moleküles bei der Temperatur T). Für das Folgende sei diese Theorie kurz als „Komplexionentheorie" bezeichnet. Es sei eine Darstellung erlaubt, die mehr den Methoden von Rayleigh und Jeans entspricht.[3] Die Amplituden und Phasen der Eigenschwingungen eines Raumes innerhalb einer Spiegelhülle sind im selben Sinne voneinander als physikalisch unabhängig anzusehen wie die Geschwindigkeiten der Moleküle eines kräftefreien Gases. Diese Bemerkung gibt Anlaß, die kinetische Definition, die Boltzmann für die Entropie eines nicht im Gleichgewicht befindlichen Gasgemisches gegeben hat, auf dieses System zu übertragen. Den enorm vielen Molekülen einer Sorte hätten zu entsprechen die enorm vielen Hauptschwingungen des Hohlraumes, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Die Entropie einer in der Spiegelhülle eingeschlossenen Strahlung würde dann gegeben sein durch[1])

$$S = \text{konst.} - k \int_0^\infty d\nu\, N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int F(\nu, f, g) \lg F(\nu, f, g)\, df\, dg. \tag{1}$$

Hierin bedeutet $N(\nu)\, d\nu$ die Gesamtzahl aller Eigenschwingungen, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt; $N(\nu)\, d\nu\, F(f, g, \nu)\, df\, dg$ die Zahl derjenigen unter ihnen, für die augenblicklich

1. die Elongation f zwischen f und $f + df$,
2. das Moment g zwischen g und $g + dg$

liegt. Bezeichnen wir die Gesamtenergie einer solchen Eigenschwingung in diesem Zustand mit ε_ν, so sei

$$\varepsilon_\nu = \frac{\alpha_\nu}{2} f^2 + \frac{\beta_\nu}{2} \dot{f}^2, \tag{2}$$

somit

$$g_\nu = \frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial \dot{f}}. \tag{3}$$

Die Grundhypothese der kinetischen Komplexionentheorie ist dann diese: Teilt man dem betrachteten System durch die in der Natur vorhandenen Mittel ein gewisses Quantum Energie mit und schließt das System ab, nachdem Gleichgewicht eingetreten ist, so wird im Gleichgewicht jene Verteilungsfunktion F herrschen, die der Funktion S den größten Wert erteilt, der bei Berücksichtigung aller den Endzustand einschränkenden Bedingungen überhaupt möglich ist. (Die dadurch festgelegte spezielle Form der Funktion F heiße im folgenden die „Grenzverteilung".) — Diese Grundhypothese der Boltzmannschen Komplexionentheorie ist zugleich die der Planckschen. Dementsprechend hat man alle einschränkenden Bedingungen in Form von Relationen niederzuschreiben, denen

1) Statt Zerstreuer zu Hilfe zu nehmen, kann man einfach die Wand aufgerauht denken als Analogon zur diffusen Reflexion. Aber auch die Reflexion der Moleküle (respektiv der Strahlung) an glatten Wänden von nur einigermaßen unregelmäßiger Gestalt wird im allgemeinen denselben Erfolg aufweisen, allerdings erst in größeren Zeiträumen. Daß in solchen Fällen die Boltzmannsche Große H sich überhaupt verändern kann (entgegen den Sätzen in § 18 des Bd. I (S. 126) und § 75 des Bandes II der Boltzmannschen Gastheorie) wird an anderer Stelle gezeigt werden zugleich mit den analogen Aussagen für die Strahlungsthermodynamik.

2) P. Ehrenfest, Wien. Ber. **114** [2a], S. 1301, 1905. Diese Methode ist von H. A. Lorentz im Jahre 1901 Amst. Akad. angegeben worden.

3) Zitat und Besprechung in § 165 und 166 der „Vorlesungen . . ." von Planck.

1) Weitere Bemerkungen zu dieser Festsetzung an anderer Stelle. Bei Modellen, wie sie im vorigen Paragraphen besprochen wurden, gibt es zwei verschiedene Arten von Definitionen von S. In einem Falle bleibt im abgeschlossenen Modell S zeitlich konstant, im andern Falle nicht. — Bei der Wahl von S hat man die Bemerkungen zu berücksichtigen, die M. Laue über den Einfluß der Kohärenz auf den Entropiewert gemacht hat. Ann. d. Phys. **20**, 365, 1906.

F genügen muß[1]) und hat durch Variation von F bei Berucksichtigung dieser Relationen das relative Maximum von S aufzusuchen. — Als solche Bedingungen kommen hier jedenfalls in Betracht:

I. $$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu, f, g)\, df\, dg = 1.$$

Denn entsprechend der Definition von F ist ja:

$$N(\nu)\, d\nu = N(\nu)\, d\nu \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu, f, g)\, df\, dg.$$

II. $$\int_0^{\infty} d\nu\, N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_\nu\, F(\nu, f, g)\, df\, dg = E,$$

wo E die im Hohlraum eingeschlossene Strahlungsenergie ist, deren Gesamtwert vorgegeben sei. — Über das Eingreifen anderer Bedingungen weiter unten. — Bestimmt man das relative Maximum von S unter alleiniger Berücksichtigung der Relationen I und II, so verlaufen die Rechnungen genau so wie für ein Gasgemisch.[2]) Man erhält dann als Grenzfunktion die bekannte Boltzmann-Maxwellsche Verteilung und als Konsequenz die Aussage, daß der mittlere Energieinhalt für die Hauptschwingung jedes Frequenzgebietes derselbe ist. Behandelt man mit derselben Methode ein System, das aus Äther + Molekülen besteht, was hier unterbleiben soll, so ergibt sich: dieser mittlere Energieinhalt wäre weiter auch noch gleich dem mittleren Energieinhalt der Moleküle. Daraus aber würde schließlich, wie Rayleigh und Jeans durch Auswertung der Größe $N(\nu)$ für einen Würfel gezeigt haben, folgende Spektralgleichung für die Hohlraumstrahlung folgen

$$\varphi(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2 k\, T}{c^3}, \tag{4}$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit und $\frac{3}{2} k\, T$ die mittlere kinetische Energie eines Moleküles bei der Temperatur T ist. — Diese Formel kann nur für lange Wellen und hohe Temperaturen mit der Beobachtung in Einklang gebracht werden. Bemerkt aber muß werden

1. sie besitzt die vom Wienschen Verschiebungsgesetz geforderte Form

$$\varphi(\nu, T) = \nu^3 f\left(\frac{T}{\nu}\right); \tag{5}$$

2. sie beansprucht genau ebenso wie die Plancksche Spektralgleichung eine exakte Determination der Boltzmannschen Konstante k zu geben, sobald man sie in ihrem Gültigkeitsbereich mit der Beobachtung vergleicht.[3])

Für höhere Frequenzen ist die Spektralgleichung (4) schon deshalb zu verwerfen, weil sie für $\nu = \infty$ zu unendlich hohen Intensitäten führt. — Es ist darnach die Frage naheliegend: Durch welches Mittel hat die Plancksche Komplexionentheorie diese Schwierigkeit vermieden?

§ 4. Man hat da zunächst ganz allgemein das Eingreifen noch anderer einschränkender Bedingungen neben I und II zu berücksichtigen. Daß solche physikalisch begründet sein könnten, dürfte folgende Bemerkung zeigen, die ich übrigens nur zur Exemplifikation anführe. Nehmen wir an, daß in der Natur alle Strahlungserregung ausschließlich durch die Vermittelung von Elektronen erfolge und daß diese Elektronen durchaus eine bestimmte Struktur besäßen. Diese spezielle Struktur — vielleicht einfach der ein für allemal feste Durchmesser der Elektronen[1]) vermag prinzipiell schon zu bewirken, daß nicht jede beliebige denkbare Erregung der Hauptschwingungen unseres Hohlraumes durch natürliche Mittel verwirklicht werden kann. Zurzeit ist es noch nicht gelungen, irgendeine derartige weitere Einschränkungsbedingung aus einer physikalischen Hypothese abzuleiten.[2])

Durch willkürliche Ansetzung aber auch nur einer einzigen weiteren Relation für $F(\nu, f, g)$ kann man natürlich schon jede beliebige Funktion F als Grenzverteilung herausrechnen.

Man setze z. B. eine dritte Relation für F in der sogar noch sehr speziellen Form[3]) an:

III. $$\int_0^{\infty} d\nu\, N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\nu, f, g)\, F(\nu, f, g)\, df\, dg = A,$$

wo Φ eine willkürlich gewählte Funktion und A eine Konstante ist. Der Kalkül zur Bestimmung der Grenzverteilung F lautet dann:

$$\delta H + \varrho\, \delta I + \sigma\, \delta II + \tau\, \delta III = 0, \tag{6}$$

wo ϱ, σ, τ Multiplikatoren sind, die sich schließlich aus I, II, III bestimmen. Die Ausrechnung liefert:

$$\lg F_{(\nu, f, g)} + 1 + \varrho + \sigma\varepsilon_\nu + \tau\, \Phi(\nu, f, g) = 0$$

oder

$$F(\nu, f, g) = e^{-\{1 + \varrho + \sigma\varepsilon_\nu(f, g) + \tau\Phi(\nu, f, g)\}}, \tag{7}$$

also ganz von der willkürlichen Wahl von Φ abhängig.

Eine beliebig erwünschte Spektralverteilung läßt sich erst recht auf unendlich viele verschiedene Weisen durch Adjunktion einer passenden Re-

---

1) Es sind Bedingungen konstruierbar, für die diese Darstellungsform nicht mehr möglich ist.

2) Die Rechnung für ein Gas ist vollständig durchgeführt im § 142 der „Vorlesungen".

3) Siehe Rayleigh und Jeans Briefe in „Nature" Bd. 72 (1905), ferner H. A. Lorentz, Amsterd. Ak. 1903, S. 666. — Die gesamte Strahlungsenergie, die auf das Frequenzgebiet ν_1 bis ν_2 entfällt, ist durch Strahlungsmessung sehr genau bestimmbar. — Die Zahl der daran beteiligten Eigenschwingungen ist sehr genau berechenbar (im Gegensatz zu der dazu analogen Loschmidtschen Zahl), so gelangt man zu einer sehr guten Bestimmung des Energieinhaltes eines Moleküles bei der betreffenden Temperatur.

1) Die Ausdehnung des Elektrons kommt besonders für die Erregung der Eigenschwingungen sehr kurzer Wellenlängen in Betracht.

2) Vergl. Bemerk. 1 im § 5.

3) Vergl. die 3. Anmerkung zu § 3.

lation III errechnen. Denn sie schreibt ja nicht einmal das F selber, sondern nur die Werte von

$$N(\nu) \int_{-\infty}^{+\infty}\int \varepsilon_\nu F(\nu, f, g)\, df\, dg \tag{8}$$

für jedes ν vor. — Da der Weg von der Beobachtung zu einer empirischen Formel für die Spektralverteilung und vollends von da zur Aufstellung einer solchen Variationsbedingung (III) nichts weniger als eindeutig ist, so hat die Ableitung einer Spektralgleichung aus einer Variationsbedingung erst von dem Moment an als eine theoretische Ableitung zu gelten, wo man die gewählte Variationsbedingung irgendwie physikalisch begründen kann. In den Fällen, wo Boltzmann die Methoden der Komplexionentheorie benützte, steht natürlich gerade die physikalische Diskussion der verwendeten Variationsbedingungen an der Spitze der Untersuchung.[1]

§ 5. Man kann speziell die von Herrn Planck angegebene Spektralgleichung[2])

$$\varphi(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

zu erhalten wünschen, da sie bekanntlich sehr gut mit der Beobachtung übereinstimmt. Nach dem oben Erörterten kann man da natürlich wieder beliebig verschiedene Formen für die noch zu adjungierende Variationsbedingung wählen. Wir wollen nun diejenige betrachten, die Herr Planck gewählt hat. In der hier benutzten Terminologie würde sie etwa so auszusprechen sein: Die Eigenschwingungen der Frequenz ν sollen nur solche Energiebeträge ε_ν besitzen können, die ganzzahlige Vielfache des Energiequantums

$$\varepsilon_\nu^0 = h \cdot \nu = 6{,}548 \cdot 10^{-27} \cdot \nu \; erg \tag{9}$$

sind; gleichsam als ob für jede Frequenz ν die Schwingungsenergie aus „Energie-Atomen" von der zahlenmäßigen angebbaren Größe

$$\varepsilon_\nu^0 = 6{,}548 \cdot 10^{-27} \cdot \nu \; erg$$

bestünde.[3]) Es sei gestattet, diese Bedingung in die in der statistischen Mechanik übliche Form zu bringen. Ich vermochte nicht, sie in volle Übereinstimmung mit der analogen Formulierung zu bringen, die Herr Planck im § 150 der „Vorlesungen" gibt. Wir führen für die Eigenschwingungen der Frequenz ν eine f-g-Bildebene ein. Jede Eigenschwingung hat dort einen Bildpunkt, der ihrem augenblicklichen Schwingungszustand entspricht. Jene Energieatombypothese besagt dann: Der Bildpunkt einer Eigenschwingung von der Frequenz ν kann nicht jede beliebige Lage auf der Fläche einnehmen; er darf vielmehr nur auf bestimmten Kurven liegen — nämlich auf der Ellipsenschar

$$(\varepsilon_\nu =) \frac{\alpha_\nu}{2} f^2 + \frac{1}{2\beta_\nu} g^2 = m \cdot h\nu, \tag{10}$$

wo m die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft bis zu einem solchen Wert, daß $m h \nu$ den vorgegebenen Wert für die totale Strahlungsenergie bei weiterer Vergrößerung von m überschreiten würde.

Nach diesem Exkurs kehren wir nun noch einmal zu der Frage am Schlusse des § 3 zurück: Durch welches Mittel macht die Plancksche Theorie die unendlich vielen ultravioletten Obertöne des Hohlraumes unschädlich, so daß sie nicht wie bei Rayleigh und Jeans die ganze Energie wegsaugen, sondern daß vielmehr die Spektralkurve nach dem Ultravioletten zu stark abfällt?[1]) Man erkennt nun leicht, wieso der Ansatz (9) für die Größe der Energieatome in diesem Sinne wirken kann: Nach Gleichung (9) wachsen die Planckschen Energieatome mit wachsendem ν über alle Grenzen. Dieser Umstand bildet natürlich an sich keinen ernstlichen physikalischen Einwand; denn wie eine Abschätzung auf Grund der von Herrn Planck gegebenen Zahlen zeigt, hat ε_ν^0 im Gebiet der beobachtbaren Strahlung einen Wert von der Größenordnung der mittleren kinetischen Energie eines Moleküles für $T = 1000$. Wohl aber scheint er für eine Vergleichung der Planckschen Theorie mit Rayleigh-Jeansschen und mit der von H. A. Lorentz gegebenen methodisch bedeutsam zu sein.

Weesen am Wallensee, 28. Juni 1906.

(Eingegangen 2. Juli 1906.)

1) Siehe z. B. Boltzmann: Über das Arbeitsquantum, das bei chemischen Verbindungen gewonnen werden kann. Wien. Ber. Bd. 88 [II], 1883.

2) Über den Weg, auf dem diese Spektralgleichung ursprünglich gefunden wurde, siehe Schluß des § 189.

3) Man kann nun mit Hilfe einer diskontinuierlichen Funktion Φ diese Bedingung auf die Form III bringen oder auch auf direkterem Wege zur Spektralgleichung gelangen. Daß eine physikalische Deutung dieser Festsetzung zurzeit nicht existiert, bespricht Herr Planck an folgenden Stellen: §§ 149, 150, 158, 166, Ende und im Schlußparagraphen des Buches. — Zur Ausführung des § 149 möchte ich bemerken: Das Auftreten der $f(\lambda T)$ im Wienschen Verschiebungsgesetz läßt bis zu einem gewissen Grade erwarten, daß in einer vollständigen Theorie eine universelle Konstante auftreten dürfte, die unter eventueller Assistenz der Boltzmannschen Konstante k und der Lichtgeschwindigkeit c das Argument λT durch Division dimensionslos zu machen hat. Wenn also die obenerwähnte Konstante h, wie § 149 zeigt, die Dimension einer Wirkung d. h. Energie mal Zeit besitzt, so rührt das nur daher, daß der spezielle Ansatz (9) für das Energieatom durch Verwendung des Wienschen Verschiebungsgesetzes gewonnen wurde (§ 148).

1) Vergl. die 1. Anmerkung in § 4.

Über diffuse Zerstreuung polarisierten Lichtes von matten Oberflächen.

Von D. Chmyrow und N. Slatowratsky.

Die Frage über die diffuse Lichtzerstreuung von matten Oberflächen kann man nicht als genug ausgearbeitet ansehen. Insbesondere die Erscheinung der Depolarisation des polarisierten Lichtes nach seiner Zerstreuung von einer matten Oberfläche war von Provostaye und Desains (1852) nachgewiesen; dieselben haben auch die Verschiedenheit schwarzer und weißer Körper in dieser Hinsicht festgestellt: in der Tat geben die schwarzen einen größeren Polarisationsgrad, die weißen einen geringeren. Es wurde aber von den Forschern, welche den Gegenstand später untersucht haben, eine ganz allgemeine Behauptung ausgesprochen, daß das polarisierte Licht bei der diffusen Zerstreuung völlig depolarisiert wird (Wright, Ann. d. Phys. 1900, Nr. 1).

In neuester Zeit hat Herr Prof. Umow[1]) die Verschiedenheit des Polarisationsgrades des Lichtes gezeigt, das von den Stoffen mit auswählender Absorption zerstreut ist; nämlich, die Lichtstrahlen, welche die geringste Absorption erleiden, zeigen in dem zerstreuten Lichte den geringsten Polarisationsgrad, die am meisten absorbierbaren den größten. Zur genaueren Untersuchung dieser Erscheinung hat Prof. Umow uns angeregt, wofür wir beide ihm unseren Dank aussprechen.

Wir haben die parallelen Messungen des Polarisationsgrades und der Intensität des zerstreuten Lichtes vorgenommen. Als Objekte der Untersuchung wurden Platten genommen, die aus verschiedenen pulverisierten farbigen Stoffen gepreßt wurden. Als Lichtquelle diente der Faden einer Nernstschen Lampe (1 Amp.), der in der Fokalebene einer Linse verschiebbar gestellt war; ein paralleles Strahlenbüschel ging durch ein Prisma à vision directe und ein Nicol mit vertikaler Polarisationsebene; mittels einer zweiten Linse wurde auf die zum Lichtstrahl normal gestellte Platte das wirkliche Spektralbild (oder das Bild des Nernstschen Fadens, falls das Spektroskop abgenommen war) projektiert.

Das diffus zerstreute Licht war immer in der horizontalen Zerstreuungsebene unter dem Winkel 35—40° untersucht. Der Polarisationsgrad war mittels eines sorgfältig kalibrierten Glasplattensatzes in Verbindung mit dem Savartschen Polariskop (Doppelquarzplatte, Nicol und Fernrohr) gemessen. Die Verschiebung der Lichtquelle in horizontaler und senkrechter Richtung zur optischen Achse des Apparates ermöglichte die Beleuchtung einer und derselben Stelle der zur Untersuchung dienenden Platte mit verschiedenen Spektralstrahlen. Die Skala der Lampenverschiebung war auf die Wellenlängen des Lichtes kalibriert. Alle Messungen liegen im Intervalle $\lambda = 0{,}67\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}49\,\mu$. Auf die richtige Koordination dieser Polarisationsmessungen mit den Intensitätsmessungen wurde besondere Aufmerksamkeit gerichtet.

Die Intensitäts-(Helligkeits-)Messungen wurden unter demselben Zerstreuungswinkel vorgenommen, doch war das Objekt mit dem unpolarisierten Lichte bestrahlt. Als Helligkeitseinheit war immer die Helligkeit des von einer aus dem Magnesium ustum gepreßten Platte diffus zerstreuten Lichtes angenommen, da dieser Stoff keine auswählende Absorption zeigt und darum als vollkommen weiß gilt. Die eine Spalte des Spektrophotometers (der aus einer Linse, Wollastonsches Prisma, Fernrohr und Nicol bestand) wurde auf die Magnesiumplatte, die andere auf die untersuchte Platte gerichtet; die beiden Platten wurden normal zu den einfallenden Strahlen gestellt und mit demselben Spektrum beleuchtet. Die Methode der Spektrumverschiebung war dieselbe.

Die Ergebnisse unserer Arbeit bestätigen die von Prof. Umow bemerkte Tatsache. Wie folgende Diagramme und Tabellen zeigen, ist der geringste Polarisationsgrad mit den hellsten Spektralgebieten verbunden, der höchste mit den dunkelsten. Der Polarisationsgrad für eine gegebene Wellenlänge (das Verhältnis der Intensität des polarisierten Anteils zur vollen Intensität des zertreuten Lichtes entsprechender Farbe) ist in den Tabellen in dritter Kolumne unter p, die Intensität des diffus zerstreuten Lichtes in zweiter Kolumne unter i gestellt. In erster Kolumne sind die betreffenden Wellenlängen λ (in μ) gezeigt. Alle

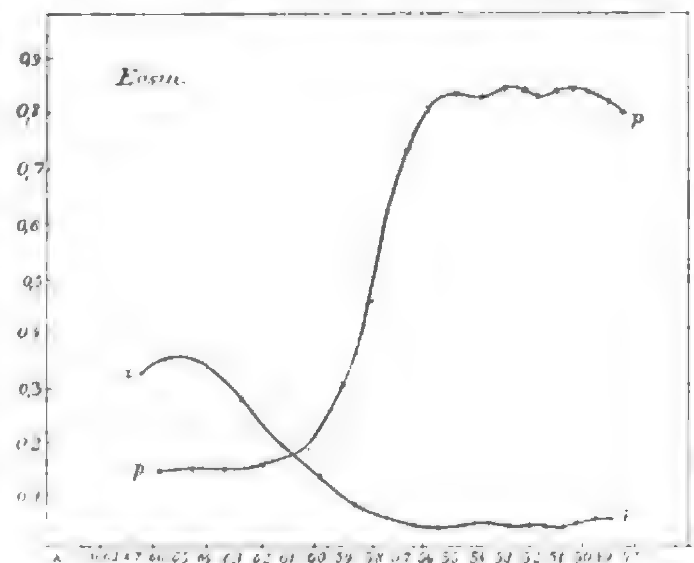


Fig. 1.

[1]) N. Umow, Chromatische Depolarisation durch Lichtzerstreuung. Diese Zeitschrift 6, 674, 1905.

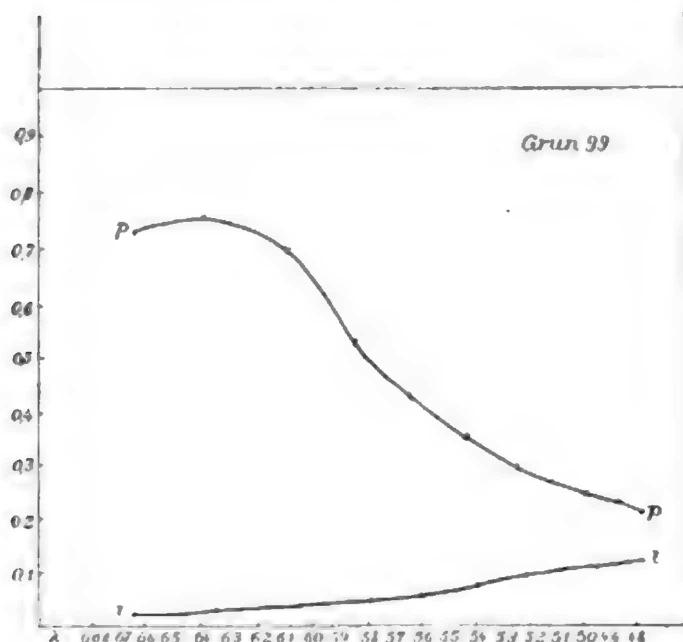


Fig. 4.

Tabellen sind für diese Wellenlängen aus unseren Messungen graphisch interpoliert, wie man es aus beistehenden Diagrammen sehen kann.

In vierter Kolumne sind die Intensitäten i_p des polarisierten Anteils, gleich i multipliziert mit p, gegeben.

Was die untersuchten Stoffe betrifft, so sind Eosin und Malachitgrün von Kahlbaum, alle anderen aus dem chemischen Laboratorium der Universität Moskau bezogen. Wir haben die Absicht, diese Untersuchungen fortzusetzen.

Die Intensität i_p des seine Polarisation behaltenden Lichtes ist für einen und denselben Farbstoff nur wenig veränderlich; doch ist sie

Tabelle I. Eosin.

λ	i	p	i_p
0,66	0,362	0,140	0,051
0,64	0,320	0,152	0,049
0,62	0,195	0,168	0,033
0,60	0,120	0,29	0,035
0,58	0,060	0,64	0,038
0,56	0,046	0,84	0,038
0,54	0,056	0,86	0,048
0,52	0,053	0,86	0,045
0,50	0,051	0,86	0,044

Tabelle II. Malachitgrün.

λ	i	p	i_p
0,66	0,040	0,88	0,035
0,64	0,041	0,82	0,034
0,62	0,049	0,78	0,038
0,60	0,052	0,71	0,037
0,58	0,059	0,72	0,043
0,56	0,070	0,64	0,045
0,54	0,080	0,60	0,048
0,52	0,098	0,56	0,055

Tabelle III. Orange 2B.

λ	i	p	i_p
0,66	0,52	0,075	0,039
0,64	0,55	0,070	0,038
0,62	0,48	0,070	0,034
0,60	0,36	0,075	0,027
0,58	0,210	0,180	0,038
0,56	0,061	0,460	0,028
0,54	0,030	0,640	0,019
0,52	0,020	0,705	0,014
0,50	0,019	0,745	0,015

Tabelle IV. Ponceau RR.

λ	i	p	i_p
0,66	0,39	0,10	0,039
0,64	0,32	0,10	0,032
0,62	0,20	0,14	0,028
0,60	0,11	0,24	0,026
0,58	0,050	0,55	0,027
0,56	0,039	0,72	0,028
0,54	0,030	0,83	0,025
0,52	0,030	0,82	0,025
0,50	0,030	0,83	0,025

Tabelle V. Bordeaux G.

λ	i	p	i_p
0,66	0,21	0,180	0,038
0,64	0,10	0,275	0,028
0,62	0,06	0,445	0,027
0,60	0,05	0,65	0,032
0,58	0,035	0,80	0,028
0,56	0,030	0,85	0,026
0,54	0,030	0,87	0,026
0,52	0,028	0,87	0,024
0,50	0,027	0,87	0,024

Tabelle VI. Echtgelb.

λ	i	p	i_p
0,66	0,65	0,12	0,078
0,64	0,66	0,12	0,079
0,62	0,67	0,11	0,074
0,60	0,67	0,11	0,074
0,58	0,59	0,12	0,071
0,56	0,39	0,17	0,066
0,54	0,23	0,24	0,055
0,52	0,14	0,31	0,043
0,50	0,11	0,35	0,039

Tabelle VII. Säuregrün GG.

λ	i	p	i_p
0,66	0,021	0,74	0,015
0,64	0,028	0,75	0,021
0,62	0,037	0,72	0,027
0,60	0,041	0,61	0,025
0,58	0,050	0,48	0,024
0,56	0,060	0,40	0,024
0,54	0,080	0,34	0,027
0,52	0,095	0,27	0,026
0,50	0,108	0,25	0,027

in dunklen (absorbierten) Spektralgebieten etwas geringer. Je weniger der Körper die betreffenden Strahlen absorbiert, desto größer ist die Intensität i_p des von diesem Körper diffus zerstreuten polarisierten Lichtes. Der im allgemeinen schwach absorbierende Stoff Echtgelb gibt verhältnismäßig große Intensität i_p. Unser weißer Körper, Magnesium ustum, der uns als Helligkeitseinheit diente, zeigt den Polarisationsgrad 14%, folglich die Intensität $i_p = 0{,}14$, also viel größer als andere Körper.

Moskau, Physik. Inst. d. Univ. 27. April 1906.

(Eingegangen 16. Juni 1906.)

Die Verwendbarkeit des Rotationskompasses als Ersatz des magnetischen Kompasses.

Von O. Martienssen.

Im Jahre 1852 wurde zuerst von Leon Foucault[1]) darauf hingewiesen, daß die Achse eines Kreisels, der gezwungen wird, sich nur in einer horizontalen Ebene zu bewegen, die Tendenz zeigen muß, sich in die Nord-Südrichtung einzustellen und demnach ein derartiger Kreisel als „Rotationskompaß" dienen kann. Seitdem ist von verschiedenen Seiten[2]) versucht worden, auf Grund dieser Tatsache einen praktisch verwendbaren Kompaß ohne jede Deklination zu konstruieren. Indessen ist über die Ausführungen nur wenig bekannt geworden, da die diesbezüglichen Versuche größtenteils von seiten der Kriegsmarinen in Frankreich, Holland und England ausgeführt wurden; zu einem praktischen Ergebnis haben diese Versuche auf jeden Fall nicht geführt.

In neuerer Zeit ist die Frage wiederum akut geworden, und zwar vornehmlich für die Kriegsmarinen, da das magnetische Erdfeld durch die Panzerung der Fahrzeuge derartig verzerrt wird, daß sich kaum ein einwandfreier Aufstellungsort für den magnetischen Kompaß auf dem Schiffe finden läßt. Ich habe daher die Frage der Konstruktion eines Rotationskompasses im Auftrage der Firma Siemens & Halske eingehend geprüft; die Resultate sollen in den folgenden Zeilen kurz angegeben werden. Erwähnt sei vorher, daß die ersten diesbezüglichen Versuche in den 90er Jahren von Herrn Geheimrat Werner von Siemens geleitet wurden unter Anlehnung an das von Herrn van den Bos[1]) auf Grund seiner Patentanmeldung vorgelegte Modell.

1) Sur les phénomènes d'orientation des corps tournants entrainés par une axe fixe à la surface de la Terre; Nouveaux signes sensibles du mouvement diurne. Comptes Rendus **35**, 421, Paris 1852.

2) M. Edm. Dubois, Sur le gyroscope marin. Comptes Rendus **98**, 227, Paris 1884.

Sir William Thomson, Gyrostatic model of a magnetic compass. Nature **30**, 524, London 1884.

Der von mir für Versuchszwecke hergestellte Rotationskompaß ist in Fig. 1 abgebildet, in Fig. 2 schematisch dargestellt.

Das auf einem Dreifuß aufgestellte Gefäß A ist mit Petroleum gefüllt; in demselben schwimmt die Kompaßrose B, derartig, daß sie nur mit einigen Grammen Druck mittels der Lagerspitze L in dem Steinlager C ruht. Die Kompaßrose B besteht aus einem luftdicht geschlossenen Gefäß mit Metallboden und Glasglocke. In dieser ist der Rotationskörper E mit seiner Achse M auf Friktionsrädern G gelagert. 2 Elektromotore F gestatten, die Achse in sehr schneller Rotation zu erhalten. Die Stromzuführung geschieht einerseits durch das untere Lager und das Bodenstück der Kompaßrose, andererseits durch ein Quecksilbergefäß H, in welches ein am Deckel des Gefäßes A befestigter Metallstab J taucht. Das Quecksilbergefäß H ist so groß, daß kleine seitliche Be-

1) Maximus Gerardus van den Bos u. Barend Jause im Haag. D. R.-Pat. Kl. 42 Nr. 34513, 1886. Neuerung an Schiffskompassen.

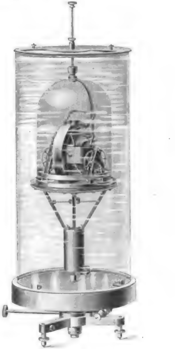


Fig. 1.

Digitized by Google

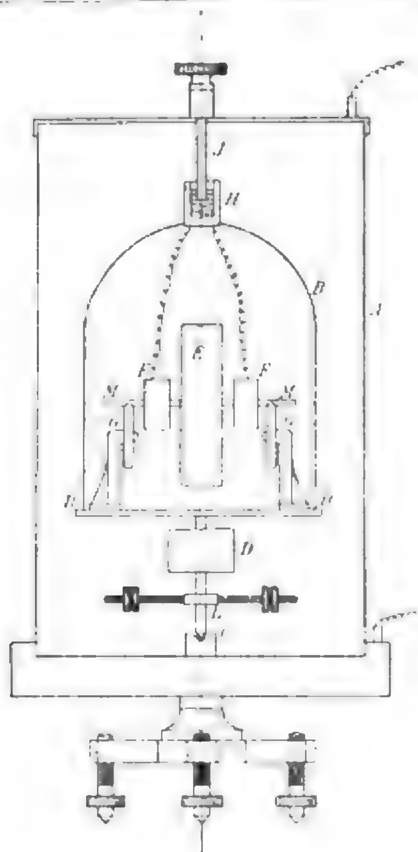


Fig. 2.

wegungen der Kompaßrose durch den Stab J nicht behindert werden. Die Kompaßrose trägt unten ein Bleigewicht D, damit der Schwerpunkt möglichst tief unter dem Schwerpunkt (Metazentrum) der von der Kompaßrose verdrängten Flüssigkeit liegt, und demnach die Kompaßrose große Stabilität in der vertikalen Stellung besitzt; in der horizontalen Ebene dagegen ist dieselbe sehr leicht drehbar, solange der Rotationskörper E nicht rotiert. Die Stellung der Rotationsachse wird einerseits an einer Kreisteilung K an dem Bodenstück der Kompaßrose, andrerseits an einer Marke des äußeren feststehenden Gefäßes A abgelesen.

Der Apparat besteht also im wesentlichen aus einem Kreisel, dessen Achse durch die Schwerkraft in der Horizontalen gehalten wird und der um eine nahezu vertikale Achse zusammen mit dem Kreiselträger drehbar angeordnet ist.

Um zunächst die Bewegungen der Kompaßrose unter Einwirkung der Erdrotation theoretisch zu erkennen, gehen wir von den Eulerschen Gleichungen in der von F. Klein und A. Sommerfeld gegebenen Form[1]) aus:

$$\left.\begin{aligned} W_x &= -\frac{dL}{dt} + Mr - Nq + \Lambda \\ W_y &= -\frac{dM}{dt} + Np - Lr + \mathrm{M} \\ W_z &= -\frac{dN}{dt} + Lq - Mp + \mathrm{N}\,. \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

1) F. Klein u. A. Sommerfeld: Über die Theorie des Kreisels, Heft 1, 166, Leipzig 1897.

Hier bedeuten L, M, N die Komponenten des Impulses (Rotationsmomentes der Bewegung), p, q, r die Komponenten der Winkelgeschwindigkeiten, Λ, M, N die Komponenten des Drehmomentes der kontinuierlich wirkenden äußeren Kräfte, W_x, W_y, W_z die Komponenten des Widerstandes, den das System bei seiner Drehung zu überwinden hat; schließlich mißt t die Zeit.

Wir wählen für unseren Apparat den unteren Unterstützungspunkt als Koordinatenanfang und legen die „x-Achse" parallel zur Rotationsachse des Kreisels. Als „z-Achse" wählen wir die Verbindungslinie zwischen Schwerpunkt der Kompaßrose und Schwerpunkt der verdrängten Flüssigkeit. Die „z-Achse" fällt also mit der Vertikalen des Aufstellungsortes zusammen, wenn der Kreisel nicht rotiert und der Schwimmkörper in Ruhe ist; diese Festlegung setzt übrigens voraus, daß der Schwerpunkt der Kompaßrose so ausequilibriert ist, daß die Rotationsachse senkrecht zur „z-Achse" steht; durch Laufmuttern wurde diese Schwerpunktlage am Apparat genau eingestellt. Die „y-Achse" steht dann senkrecht auf der „xz-Ebene" und fällt nahezu in die Horizontale. Bezüglich des Vorzeichens sei folgendes festgesetzt: Zeigt die positive x-Achse nach Norden, so zeige die positive y-Achse nach Osten und die positive z-Achse zum Zenith. Den Winkel, welchen die Rotationsachse des Kreisels (x-Achse) mit dem Meridian des Ortes einschließt, bezeichnen wir mit α, den sehr kleinen Winkel, den die z-Achse mit der Vertikalen bildet, mit β. Ferner können wir annehmen, daß die Ebene, die durch die „z-Achse" und Vertikale bestimmt ist, mit der „xz-Ebene" zusammenfallt, der Winkel β also in der „xz-Ebene" liegt. Denn eine Abweichung beider Ebenen voneinander würde durch Drehung der Kompaßrose um die „x-Achse" hervorgerufen werden. An einer solchen Drehung würde aber der Kreisel, der um die x-Achse in der Kompaßrose frei beweglich ist, nicht teilnehmen; es ist also diese Drehung durch den Kreisel nicht beeinflußbar, mithin ohne Bedeutung für unser Problem; mithin kann sie ebenso wie der Drehwinkel unverändert gleich 0 angenommen werden. Bezüglich des Vorzeichens gelte, daß alle Drehungen, die entgegen dem Uhrzeigersinn erfolgen, positiv heißen, also auch alle Winkel, die durch Drehung entgegen dem Uhrzeigersinn entstehen. Es ist also α positiv, wenn die Kreiselachse nach Westen von der Süd-Nordrichtung abweicht, β positiv, wenn die z-Achse nach Süden von der vertikalen abweicht.

Wir wollen nun zunächst annehmen, daß ein solcher Widerstand (W_x, W_y, W_z) ausgeübt wird, daß α und β konstant bleiben. Die Größe dieses Widerstandes ergibt sich dann aus obi-

gen Gleichungen, wenn die Differentialquotienten gleich 0 gesetzt werden.

Ferner ist dann die einzigste Drehung, welche die Kompaßrose ausführt, die konstante Erddrehung. Bezeichnen wir die Winkelgeschwindigkeit der Erde mit $\omega = \frac{2\pi}{24 \cdot 60 \cdot 60}$ ^{1} sek., so sind die Komponenten nach den 3 Koordinatenachsen:

$$\left.\begin{aligned} p &= \omega_x = +\omega\cos\varphi\cos\alpha\cos\beta + \omega\sin\varphi\sin\beta \\ q &= \omega_y = \omega\cos\varphi\sin\alpha \\ r &= \omega_z = -\omega\sin\varphi\cos\beta + \omega\cos\varphi\cos\alpha\sin\beta \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wenn φ die geographische Breite angibt. Bezeichnen wir ferner mit „Θ" das Trägheitsmoment des Kreisels um seine Rotationsachse, und mit „o" seine Winkelgeschwindigkeit, so ist „Θo" der Impuls (Rotationsmoment der Bewegung) des Kreisels. Dreht sich der Kreisel einigermaßen schnell, so ist auf jeden Fall ω sehr klein gegen o, und die Komponenten des Impulses, die durch die Erddrehung herrühren, gegen Θo zu vernachlässigen, so daß man setzen kann:

$$L = \Theta o, \qquad M = 0, \qquad N = 0.$$

Als äußere Kraft, die auf unseren Kreisel wirkt, haben wir nur die Schwerkraft; die Komponenten des durch dieselbe hervorgerufenen Drehmomentes sind

$$\Lambda = 0, \qquad M = -mga\sin\beta, \qquad N = 0$$

wo „m" die Masse der Kompaßrose, a die Entfernung vom Schwerpunkt derselben bis zum Schwerpunkt der verdrängten Flüssigkeit und $g = 981$ die Erdbeschleunigung sind.

Setzen wir diese Werte in die Bewegungsgleichungen ein, so erhält man aus der letzten Gleichung direkt

$$W_z = \Theta o \omega \cdot \cos\varphi\sin\alpha.$$

Wird dieser Widerstand W_z nicht ausgeübt, so bleibt α auch nicht konstant, sondern ändert sich unter der Wirkung eines Drehmomentes $K_z = -W_z$, so daß wird:

$$K_z = -\Theta o \omega\cos\varphi\sin\alpha. \qquad (3)$$

Da K_z für $\alpha = 0$ ebenfalls 0 wird, so ist K_z direkt die Richtkraft, mit welcher sich die Kreiselachse in die Süd-Nordrichtung einstellt. Diese Richtkraft ist demnach unabhängig von der Stabilität der Kompaßrose, direkt proportional dem Trägheitsmoment und der Rotationsgeschwindigkeit des Kreisels und im übrigen abhängig von der Breite des Aufstellungsortes.[1]

Unter dieser Richtkraft wird nun die Kreiselachse um die Süd-Nordrichtung schwingen, wenn sie aus derselben herausgebracht ist, bis durch die Dämpfung in der Flüssigkeit die Ruhelage wieder erreicht ist. Sehen wir von der Dämpfung zunächst ab, so erhalten wir die Bewegungsgleichungen, wenn wir in den Eulerschen Gleichungen $W_x = W_y = W_z = 0$ setzen, ferner berücksichtigen, daß nunmehr außer der Erddrehung durch Änderung der Winkel α und β eine weitere Drehung der Kompaßrose stattfindet; es ist nämlich jetzt

$$p = \omega_x, \qquad q = \omega_y + \frac{d\beta}{dt}, \qquad r = \omega_z - \frac{d\alpha}{dt}$$

und, wenn wieder die durch die Erddrehung hervorgerufenen Impulskomponenten vernachlässigt werden

$$L = \Theta o, \qquad M = A\frac{d\beta}{dt}, \qquad N = -C\frac{d\alpha}{dt}.$$

Hier bedeutet A das Trägheitsmoment der Kompaßrose um die y-Achse, C das Trägheitsmoment derselben um die z-Achse; diese Werte in die 2 letzten Eulerschen Gleichungen (1) eingesetzt, ergeben unter der Voraussetzung, daß β sehr klein ist:

$$\left.\begin{aligned} \Theta o\frac{d\alpha}{dt} &= +A\frac{d^2\beta}{dt^2} - \Theta o\omega\sin\varphi + mga\beta \\ \Theta o\frac{d\beta}{dt} &= -C\frac{d^2\alpha}{dt^2} - \Theta o\omega\cos\varphi\sin\alpha. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Hier ist nun, wie sich leicht zeigen läßt, das Glied $A\frac{d^2\beta}{dt^2}$ auf jeden Fall zu vernachlässigen und man erhält durch Elimination des Winkels β:

$$\left\{\frac{\Theta^2 o^2}{mga} + C\right\}\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\Theta o\,\omega\cos\varphi\sin\alpha.$$

Es führt demnach unsere Kompaßrose Schwingungen aus unter Wirkung der Kraft K_z, als wenn das Trägheitsmoment um den Betrag $\frac{\Theta^2 o^2}{mga}$ vermehrt wäre.[1])

Für kleines α ergibt die Gleichung:

$$\alpha = P\sin(pt + \delta)$$

wo

$$p^2 = \frac{\omega\cdot\cos\varphi}{\frac{\Theta o}{mga} + \frac{C}{\Theta o}}$$

und P und δ Konstanten sind. Wird der größte Ausschlag mit α_0 bezeichnet, so ist die Integrationskonstante $P = \alpha_0$; wird ferner die Zeit von einem Augenblick an gewählt, an welchem $\alpha = 0$ ist, so wird die Konstante $\delta = 0$ und man erhält

$$\alpha = \alpha_0\sin pt \qquad (5)$$

1) Dieselbe Gleichung wird von F. Klein u. A. Sommerfeld Bd. 3 S. 748 des oben zitierten Werkes für den Fall gefunden, daß die Kreiselachse die Horizontalebene nicht verlassen kann.

1) Auf diese scheinbare Vergrößerung des Trägheitsmomentes weist Sir William Thomson bereits in seiner oben zitierten Arbeit hin. Die von A. Föppl in dieser Zeitschrift 5, 416 ff., 1904 angegebene Schwingungsgleichung läßt das Trägheitsmoment um die z-Achse unberücksichtigt.

analog ergibt sich

$$\beta = \frac{\Theta_0}{mga} \{ p\alpha_0 \cos pt + \omega \sin \varphi \}.$$

Aus der Gleichung für β erhellt, daß es zulässig ist, β als sehr klein anzunehmen, solange nicht „mga" resp. der Abstand a ungemein klein ist, d. h. solange die Kompaßrose mit einiger Stabilität in der Flüssigkeit schwimmt.

Die Schwingungsdauer unseres Kompasses ist demnach

$$T = \frac{\pi}{p} = \frac{\pi}{\sqrt{\omega \cdot \cos\varphi}} \sqrt{\frac{\Theta_0}{mga} + \frac{C}{\Theta_0}}. \quad (6)$$

Diese Gleichung ist in vieler Hinsicht auffallend. Während nämlich die Richtkraft der Kompaßrose von der Stabilität derselben unabhängig war, ist dies für die Schwingungsdauer nicht der Fall; ist die Stabilität derartig groß, daß $\frac{\Theta_0}{mga}$ klein gegen $\frac{C}{\Theta_0}$ ist, so werden die Schwingungen analog denen eines magnetischen Kompasses, und das Quadrat der Schwingungsdauer ist umgekehrt proportional der Richtkraft; ist dagegen die Stabilität nicht sehr groß, so daß $\frac{\Theta_0}{mga}$ groß gegen $\frac{C}{\Theta_0}$ wird, so ist das Quadrat der Schwingungsdauer direkt proportional der Richtkraft, so daß wir durch Vergrößerung der Kreiselgeschwindigkeit zwar eine Vergrößerung der Richtkraft, aber auch der Schwingunsdauer erhalten. Hierin liegt ein wesentliches Hindernis zur Konstruktion eines Rotationskompasses. Denn zur Überwindung der Reibung im Lager und an der Flüssigkeit ist es nötig, die Richtkraft durch Vergrößerung von Θ_0 möglichst groß zu nehmen, so daß eine verhältnismäßig lange Schwingungsdauer nicht zu umgehen ist. Die Schwingungsdauer wird übrigens ein Minimum für $\frac{\Theta_0}{mga} = \frac{C}{\Theta_0}$, indessen ist es ohne weiteres klar, daß man stets C so klein als möglich wählen wird; dann wird es meistens nicht möglich sein, die Stabilität so groß zu machen, daß die Gleichung erfüllt bleibt.

Die Gleichungen wurden durch Versuche an dem oben abgebildeten Apparat bestätigt. An demselben gilt $\Theta = 19{,}6 \cdot 10^3$ $C = 67{,}2 \cdot 10^3$.

Hier ist Θ durch Rechnung ermittelt und durch Addierung der Trägheitsmomente der Motoranker (das Trägheitsmoment eines jeden betrug ca. 200 C.G.S.) korrigiert worden. Das Trägheitsmoment C um die Kompaßachse wurde durch Schwingungsbeobachtungen ermittelt.

Ferner war an dem Apparat $a = 12{,}0$ cm, $m = 4150$ g, so daß $mga = 47{,}8 \cdot 10^6$. Der Versuch wurde nun in folgender Weise angestellt: Nachdem der Strom eingeschaltet und die Rotationsscheibe eine konstante Tourenzahl erlangt hatte, wurden die Bewegungen des Teilkreises der Kompaßrose an der Marke des Gehäuses A beobachtet. Schon bei sehr geringer Tourenzahl der Rotationsscheibe (5 pro Sekunde) konnte eine Bewegung beobachtet werden; bei größerer Tourenzahl führte die Rose Schwingungen aus um eine mittlere Gleichgewichtslage, die durch Schattenbeobachtung um 12 Uhr mittags (Ortszeit) als diejenige erkannt wurde, bei welcher die Kreiselachse in der Süd-Nordrichtung liegt, wenigstens soweit, als es ohne genauere astronomische Beobachtungen möglich ist. Das feste Einhalten dieser bestimmten Richtung ergibt sich dadurch, daß aus der Beobachtung der Schwingungen keine merklich abweichenden „Nullpunkte" berechnet wurden.

Nachstehende Tabelle gibt eine Beobachtungsreihe wieder:

1. Tourenzahl des Kreisels $n = 40$ pro Sekunde.

Umkehrpunkt	Zeit	Nullage	Schwingungsdauer	Mittel	Berechnete Werte
68°	10h 58'10"	90,5	3' 5"		$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}103$
112	11h 1'15"	91	3'15"	3'0"	
75	„ 4'30"	89,5	2'55"		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}0136$
102	„ 7'25"	89,0	3' 0"		
79	„ 10'25"	89,0	2'50"		
97,5	„ 13'15"		2'55"		$T = 2'42''$
80,5	„ 16'100"				

2. Tourenzahl des Kreisels $n = 77$ pro Sekunde (Marke am äußeren Gefäße verschoben.)

Umkehrpunkt	Zeit	Nullage	Schwingungsdauer	Mittel	Berechnete Werte
115,5	11h 20'55"	76,5	3'45"		$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}198$
41,5	„ 24'40"	76,2	3'40"	3'46"	
107,5	„ 28'20"	75,9	3'50"		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}0071$
48,0	„ 32'10"		3'50"		
100,0	„ 36' 0"				$T = 3'34''$

3. Tourenzahl des Kreisels $n = 160$.

Umkehrpunkt	Zeit	Nullage	Schwingungsdauer	Mittel	Berechnete Werte
99,3	12h 18'15"	76,8	5' 0"		$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}412$
55,3	„ 23'15"	76,8	5' 0"	5'1"	
97,5	„ 28'15"	76,8	4'55"		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}0034$
57,0	„ 33' 5"		5'10"		
95,5	„ 38'15"				$T = 5'5''$

Hier gibt „n" die Tourenzahl des Kreisels pro Sekunde an, die erste Rubrik die an der Skala der Kompaßrose abgelesenen Umkehrpunkte in Bogengraden, die zweite Rubrik die Zeiten, an denen die Umkehr erfolgte. Die dritte Rubrik enthält die aus 3 Umkehrpunkten berechnete Nullage, die vierte Rubrik die aus 2 Umkehrzeiten berechnete Schwingungsdauer. Des weiteren ist der Mittelwert dieser beobachteten Schwingungszeiten angegeben und

schließlich die aus den obigen Formeln[1]) berechnete Schwingungszeit T sowie die beiden Werte $\frac{\Theta_0}{mga}$ und $\frac{C}{\Theta_0}$.

Man erkennt aus dieser Beobachtungsreihe, daß bei einer Geschwindigkeit des Kreisels von 40 Touren pro Sekunde die Einstellung der Kompaßrose noch um etwa 2 Bogengrade unsicher ist, bei 77 Touren ist schon eine Sicherheit von über 1 Bogengrad vorhanden und bei 160 Touren ist die Einstellung völlig exakt.

Die Schwingungsdauer nimmt dagegen von 3′0″ bis zu 5′1″ zu; die berechneten Werte stimmen mit den beobachteten überein, soweit die Roheit des Versuches es erwarten läßt, und der Umstand, daß die Rechnung nur für kleine und ungedämpfte Schwingungen exakt richtig ist. Der Einfluß des Trägheitsmomentes C der Kompaßrose ist bei $n = 160$ schon verschwindend klein, so daß die Schwingungsdauer direkt proportional $\sqrt{n}$ ist; bei $n = 40$ ist der Einfluß von C noch merklich. Die Schwingungsdauer würde bei ca. 15 Touren die kleinste werden, indessen ist dann die Richtkraft zu klein, um eine feste Einstellung im Meridian zu erzielen.

Bei einem weiteren Versuch wurde das Bleigewicht an der Kompaßrose entfernt und die abschließende Glasglocke B verkürzt, so daß die Kompaßrose wiederum nahezu in der umgebenden Flüssigkeit ausequilibriert war (vgl. Fig. 3).

Das Gewicht der Kompaßrose wurde nunmehr $m = 2900$ gr.,

das Trägheitsmoment um die vertikale Achse $C = 57{,}2 \cdot 10^3$ und

der Abstand des Schwerpunktes vom Schwerpunkt des verdrängten Wassers $a = 4{,}0$ cm und dadurch

$$mga = 11{,}4 \cdot 10^6.$$

Die Ergebnisse einer Versuchsreihe gibt nachstehende Tabelle:

1. $n = 21{,}5$ (schwankt zwischen 24 und 20.)

Umkehrpunkt	Zeit des Durchganges durch Teilstrich 220	Nullage	Schwingungsdauer	Mittlere Schwingungsdauer	Berechnete Werte
266	10h 23′18″	224,9	4′34″		$\frac{\Theta_0}{mga} = 0{,}232$
188,5	„ 28′23″	226,2	5′ 0″	4′38″	
256,5	„ 32′25″	226,7	4′40″		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}026$
203,5	„ 38′22″	225,4	4′20″		
243,0	„ 41′44″				$T = 4′0″$
212,0	„ 46′41″				

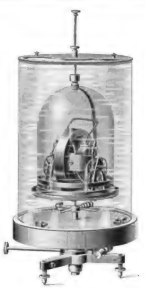


Fig. 3

2. $n = 117$.

Umkehrpunkt	Zeit des Durchganges durch Teilstrich 225	Nullage	Schwingungsdauer	Mittlere Schwingungsdauer	Berechnete Werte
198	10h 58′49″	222,8	9′20″		$\frac{\Theta_0}{mga} = 1{,}29$
247,0	11h 8′48″	222,9	9′22″	9′21″	
199,2	„ 17′28″	223,0	9′21″		$\frac{C}{\Theta_0} = 0{,}005$
246,0	„ 27′32″				
200,5	„ 36′10″				$T = 8′58″$

In der Tabelle gelten dieselben Bezeichnungen wie vorher, nur sind zur Bestimmung der Schwingungsdauer nicht die Zeiten an den Umkehrpunkten, sondern die Zeiten während des Durchganges durch Teilstrich 220 resp. 225 gewählt, da sich diese Zeiten mit größerer Genauigkeit feststellen lassen.

Bei dem ersten Versuch ist die Richtkraft der Kompaßrose nur sehr gering entsprechend der geringen Tourenzahl des Kreisels, die Nulllage daher ungenau. Die beobachtete Schwingungsdauer, die mit der berechneten annähernd übereinstimmt, ist trotzdem schon verhältnismäßig groß, da bei dieser Versuchsreihe der Wert mga wesentlich kleiner ist, als vorher. Bei dem zweiten Versuch ist die Einstellung in dem Meridian bereits völlig exakt entsprechend der über fünfmal so großen Richtkraft; die Schwingungsdauer ist indessen bereits sehr lang; das Trägheitsmoment um die vertikale Achse hat keinen Einfluß auf dieselbe.

1) In denselben ist die geographische Breite von Berlin zu 52° 30′ angenommen.

Digitized by Google

Es ist demnach durch Verkleinerung des Untergewichtes resp. der Stabilität der Kompaßrose die Schwingungsdauer bei derselben Richtkraft stark vergrößert, der Kompaß also für praktische Zwecke verschlechtert worden. Es ist indessen möglich, die Stabilität der Kompaßrose dadurch ganz wesentlich zu vergrößern, daß dieselbe auch am oberen Ende gelagert wird. Ich tat dies, indem ich im oberen Quecksilbernapf ein Steinlager anbrachte und die Kontaktstange als Lagerzapfen ausbildete. Wäre durch diese beiderseitige Lagerung die „z“-Achse absolut fest, so hätte dies dieselbe Wirkung als wenn $mga = \infty$ wäre, und die Schwingungsdauer wäre umgekehrt proportional der Wurzel der Richtkraft. Dies ist indessen nicht der Fall, da einmal die Lager und Lagerzapfen etwas elastisch sind und ferner die Zapfen in den Lagern etwas Spielraum besitzen müssen; diese geringe Beweglichkeit genügt schon, um die Schwingungsdauer ganz erheblich zu verlängern, da zu den Zeiten, zu welchen die Lagerzapfen nicht fest gegen die Lagerpfannen drücken, nur der wahre Werte der Größe „mga“ in Wirkung tritt.

Es wird demnach die Schwingungsdauer der zufälligen Lage der Lagerzapfen in den Lagerpfannen entsprechend keine bestimmt definitive Größe, sondern innerhalb gewisser Grenzen variabel werden, während die Einstellung in den Meridian völlig bestimmt bleibt. Der Versuch bestätigte dies. Ich erhielt z. B. für $n = 100$ Touren die verschiedenen Schwingungszeiten $T = 1'28''$; $1'42''$; $1'33''$, dagegen würde man für eine absolut feste vertikale Achse erhalten $T = 32{,}3''$ und andererseits für eine freie vertikale Achse $T = 8'10''$.

Ferner erhielt ich für

$n = 140$ Touren

beobachtet $T = 1'21''$; $1'48''$; $1'54''$; $2'17''$; $1'15''$

berechnet für eine absolut feste Achse $T = 27{,}3''$

„ „ „ „ freie „ $T = 9'40''$

und für

$n = 210$ Touren

beobachtet $T = 2'3''$; $2'6''$; $2'33''$

berechnet für eine absolut feste Achse $T = 22''$

„ „ „ „ freie „ $T = 11'50''$.

Es schwankt demnach die beobachtete Schwingungsdauer um etwa 50 Proz. und liegt zwischen den Werten, welche für eine freie und feste Achse erhalten werden würden.

Übrigens erkennt man aus dem letzten Versuch, daß bei der hohen Tourenzahl des Kreisels die Richtkraft des Rotationskompasses bereits wesentlich größer ist, als die eines magnetischen Kompasses; denn die Schwingungszeit bezogen auf eine feste Achse ist nicht viel größer, als die eines normalen Schiffskompasses, das Trägheitsmoment der Rose dagegen sehr vielmal größer. Es scheint demnach ein Rotationskompaß sehr wohl den magnetischen Kompaß ersetzen zu können.

Dies ist indessen nur der Fall, solange, wie wir bisher annahmen, der Rotationskompaß fest aufgestellt ist. Auf einem Schiffe wird dagegen unser Kompaß ganz erheblich gestört werden durch die Eigenbewegungen des Schiffes, so daß der Kompaß nur unter gewissen Bedingungen richtige Angaben liefert. Diese erhalten wir durch folgende Überlegungen.

Um die Schwankungen des Schiffes nicht auf den Kompaß zu übertragen, muß derselbe entweder in der Form mit freier vertikaler Achse ausgeführt werden, oder bei fest gelagerter Achse kardanisch aufgehängt werden. Dann wird die Kompaßrose an Drehungen des Schiffes nicht teilnehmen; auch wird dieselbe nicht beeinflußt durch eine gleichmäßige Geschwindigkeit des Schiffes, da diese in der Praxis stets klein ist gegenüber der durch die Erddrehung hervorgerufenen Lineargeschwindigkeit. Ändert sich indessen die Geschwindigkeit des Schiffes, so wirkt die Beschleunigung derartig auf die Kompaßrose ein, daß dieselbe aus der vertikalen Stellung herausgedrängt wird. Diese Abweichung von der Vertikalen ist allerdings nur gering, da die möglichen Beschleunigungen eines großen Schiffes stets klein gegenüber der Erdbeschleunigung bleiben, und übt auch die Schiffsbeschleunigung keine wesentliche Störung aus, solange dieselbe konstant bleibt. Änderungen der Schiffsbeschleunigung wirken dagegen stark störend; denn dieselben addieren sich in der Wirkung zu der Änderung, welche die Erdbeschleunigung der Richtung nach durch die Erddrehung erfährt; letztere, die wegen der geringen Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung nur gering und von derselben Größenordnung wie die erstere ist, ist nun die eigentliche Ursache zur Einstellung der Kreiselachse in den Meridian. Es wird demnach die Einstellung der Kreiselachse durch die Änderungen der Schiffsbeschleunigung wesentlich abgeändert. Um über die Größe der Abweichung aus dem Meridian ein Bild zu erhalten, wollen wir zwei besondere einfache Fälle der Änderung der Schiffsbeschleunigung behandeln.

Erstens nehmen wir an, daß ein ruhig liegendes Schiff in der Richtung von Süden nach Norden anfährt und innerhalb sehr kurzer Zeit die Beschleunigung „γ“ annimmt, die es dann eine Zeitlang beibehält. Den Rotationskompaß denken wir uns in der in Fig. 1 dargestellten Form mit freier Vertikalachse. Es wird dann das Drehmoment der äußeren Kräfte um die y-Achse

$$M = -mga\sin\beta + m\gamma a\cos\beta$$

Digitized by Google

und man erhält als Bewegungsgleichungen für sehr kleines β:

$$\Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} = -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta - m\gamma a$$

$$\Theta_0 \frac{d\beta}{dt} = -C \frac{d^2\alpha}{dt^2} - \Theta_0 \cdot \omega \cos\varphi \sin\alpha .$$

Zeigt der Kompaß vor Eintritt der Schiffsbeschleunigung ruhig nach Norden, so ist dann

$$\alpha = 0, \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0, \quad \beta = \frac{\Theta_0 \omega}{mga} \sin\varphi ;$$

erreicht das Schiff die Beschleunigung γ, bevor β resp. α sich wesentlich geändert haben, so folgt aus der ersten Gleichung für den Augenblick nach Auftreten der Beschleunigung

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{ma}{\Theta_0} \gamma \text{ für } t = 0 .$$

Diese Winkelgeschwindigkeit ruft einen ballistischen Ausschlag des Kompasses hervor und fuhrt die Rose nunmehr Schwingungen um die Süd-Nordrichtung aus, für welche gilt

$$\alpha = \alpha_0 \sin pt,$$

daraus folgt

$$\frac{d\alpha}{dt} = p \cdot \alpha_0 \cos pt .$$

Diese Gleichung gilt auch für $t = 0$; also erhalten wir für den größten Ausschlag α_0, den die Störung veranlaßt, die Gleichung

$$p\alpha_0 = -\frac{ma}{\Theta_0} \gamma$$

also

$$\alpha_0 = -\frac{ma}{p \cdot \Theta_0} \gamma . \tag{7}$$

Zur Diskutierung dieser Gleichung wollen wir annehmen, daß $\frac{C}{\Theta_0}$ zu vernachlässigen; dann erhält man, da die Schwingungsdauer $T = \frac{\pi}{p}$:

$$\alpha_0 = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi}{\omega \cos\varphi} \cdot \frac{1}{T} . \tag{8}$$

Es ist demnach der Maximalausschlag, welchen die Kompaßrose durch Auftreten der Schiffsbeschleunigung γ erleidet, umgekehrt proportional der Schwingungsdauer; die Störung wird um so kleiner, je größer die Schwingungsdauer des Kompasses und verschwindet nur bei unendlich langer Schwingungsdauer. Übrigens erkennt man leicht, daß die Störung auf jeden Fall größer wird, wenn der Summand $\frac{C}{\Theta_0}$ gegen $\frac{\Theta_0}{mga}$ nicht zu vernachlässigen ist, so daß obige Formel den kleinstmöglichen Wert für die Störung angibt.

Um über die Größe der Störung ein Bild zu bekommen, wollen wir annehmen, daß $\gamma =$ 1 cm/sek², eine Beschleunigung, welche bei größeren Schiffen leicht auftreten kann. Dann ergibt obige Formel für eine Schwingungsdauer $T = 5$ Minuten

$$\alpha_0 = 14^0 .$$

Man erhält demnach selbst bei der verhältnismäßig langen Schwingungsdauer von 5 Minuten eine Störung des Kompasses, welche praktisch unzulässig groß ist. Diese Störung wird allerdings etwas kleiner ausfallen, wenn für hinreichende Dämpfung der Schwingungen gesorgt ist, ferner auch deswegen, weil die Beschleunigung, die das Schiff beim Anfahren annimmt, nicht längere Zeit über bestehen bleibt, sondern mit zunehmender Geschwindigkeit allmählich abnimmt; diese Abnahme der Beschleunigung bewirkt nämlich eine Störung im entgegengesetzten Sinne, so daß die erste Störung teilweise kompensiert wird, bevor der Maximalausschlag α_0 erreicht ist. Immerhin geht aus diesem Beispiel hervor, daß nur dann mit einiger Sicherheit auf die Richtigkeit der Angaben des Rotationskompasses gerechnet werden kann, wenn derselbe eine Schwingungsdauer von wenigstens einer halben Stunde besitzt.

Noch störender als das Anfahren und Stoppen des Schiffes wirken Kursänderungen auf die Kompaßangaben ein; denn die Zentrifugalbeschleunigung bei jeder Wendung ist der Richtung nach veränderlich und addiert sich in der Wirkung zu der ebenfalls der Richtung nach veränderlichen Erdbeschleunigung.

Um ein Bild von der Größe dieser Störung zu erhalten, wollen wir den einfachsten Fall berechnen, daß ein von Süden nach Norden fahrendes Schiff eine Wendung nach Westen macht um einen Winkel ϑ_0 und dann wieder gradeaus fährt. Die Lineargeschwindigkeit des Schiffes sei während des Vorganges konstant und gleich „v", die Winkelgeschwindigkeit der Wendung sei ε. Wir fragen nach der Störung, welche der Kompaß durch die Wendung erleidet und zwar nach der Ablenkung in dem Augenblicke, an welchem die Wendung beendet ist, sowie nach der größten eintretenden Ablenkung.

Die Störung ist nun im allgemeinen eine dreifache: Erstens tritt eine Zentrifugalbeschleunigung auf, sobald das Schiff in die Kurve einfährt, sodann wird diese beim Fahren durch die Kurve der Richtung nach abgeändert und schließlich verschwindet sie wieder, sobald das Schiff wieder gradlinigen Kurs nimmt.

Es ist nun die Zentrifugalbeschleunigung $\gamma = \varepsilon \cdot v$ und steht der Richtung nach senkrecht zu v; bezeichnen wir den Winkel, den die momentane Fahrtrichtung des Schiffes mit dem Meridian bildet, mit ϑ, den Winkel, den die Kreiselsachse mit dem Meridian einschließt, wie

früher mit a, so ist die Komponente der Beschleunigung in Richtung der x-Achse

$$\gamma_x = \varepsilon \cdot v \cdot \sin(\vartheta - \alpha)$$

und das auf die Kompaßrose ausgeübte Drehmoment um die y-Achse

$$+ ma \cdot \varepsilon v \cdot \sin(\vartheta - \alpha)$$

unter der Voraussetzung, daß der Winkel β klein bleibt.

Rechnen wir nun die Zeit von dem Augenblicke an, in welchem das Schiff die Süd-Nordrichtung verläßt, so ist $\vartheta = \varepsilon t$, und obiges Drehmoment bleibt verschwindend klein, wenn das Schiff eben in die Kurve eingefahren ist, vorausgesetzt, daß zur Zeit $t = 0$ der Kompaß ungestört nach Norden zeigte, also $\alpha = 0$ war; es tritt demnach in diesem besonderen Fall die erste der obigen drei Störungen nicht auf und die Bewegungsgleichungen werden für die Zeit der Schiffswendung:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} &= -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta \\ &\quad - ma\varepsilon v \sin(\varepsilon t - \alpha) \\ \Theta_0 \frac{d\beta}{dt} &= -C\frac{d^2\alpha}{dt^2} - \Theta_0 \omega \cos\varphi \sin\alpha \end{aligned}\right| \begin{aligned} &\text{für } t = 0 \\ &\text{bis } t = \frac{\vartheta_0}{\varepsilon} \end{aligned}$$

Um die Resultate möglichst übersichtlich zu gestalten, wollen wir nun annehmen, daß die Störung nur klein bleibt, so daß mit hinlänglicher Genauigkeit $\sin \varepsilon t$ gesetzt werden kann für $\sin(\varepsilon t - \alpha)$ und α für $\sin\alpha$.

Dann erhält man durch Elimination von β die Gleichung:

$$\left\{\frac{\Theta_0^2}{mga} + C\right\}\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\Theta_0 \omega \cos\varphi \cdot \alpha - \Theta_0 \frac{\varepsilon v}{g} \varepsilon \cos \varepsilon t;$$

die Lösung dieser Gleichung ist

$$\alpha = P \sin pt + Q \cos pt - \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi} \cos \varepsilon t;$$

wo wieder

$$p^2 = \frac{\omega \cos\varphi}{\dfrac{\Theta_0}{mga} + \dfrac{C}{\Theta_0}}$$

ist und P und Q die Integrationskonstanten. Da wir annehmen, daß zur Zeit $t = 0$ der Kompaß in Ruhe war, also $\alpha = 0$ und auch $\frac{d\alpha}{dt} = 0$, so ist zu setzen $P = 0$ und

$$Q = \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi}$$

und man erhält für den Augenblick, wo das Schiff die Wendung ϑ_0 ausgeführt hat, den Ausschlag resp. die Ausschlagsgeschwindigkeit:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_{\vartheta_0} &= \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi}\left\{\cos\frac{p}{\varepsilon}\vartheta_0 - \cos\vartheta_0\right\} \\ \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{\vartheta_0} &= \frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2 v}{g \omega \cos\varphi}\left\{\varepsilon \sin\vartheta_0 - \right. \\ &\qquad \left. - p \sin\frac{p}{\varepsilon}\vartheta_0\right\}. \end{aligned}\right| \quad (9)$$

Nimmt das Schiff nunmehr den gradlinigen Kurs wieder auf, so verschwindet die Zentrifugalbeschleunigung, welche in diesem Augenblick ein Drehmoment um die y-Achse von der Größe

$$+ ma \cdot \varepsilon v \sin\vartheta_0$$

erzeugte. Es gilt demnach vor dem Verschwinden derselben die Gleichung

$$\Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} = -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta - ma\varepsilon v \sin\vartheta_0$$

und nach dem Verschwinden

$$\Theta_0 \frac{d\alpha}{dt} = -\Theta_0 \omega \sin\varphi + mga\beta,$$

so daß durch den Übergang des Schiffes aus der Kurve in die gradlinige Bahn eine Geschwindigkeitsänderung $\frac{d\alpha}{dt}$ eintritt vom Betrage

$$-\frac{ma}{\Theta_0}\varepsilon v \sin\vartheta_0,$$

diese tritt zu der schon vorhandenen Winkelgeschwindigkeit hinzu. Mit diesen Werten schwingt die Kompaßrose nunmehr nach der früher abgeleiteten Gleichung $\alpha = \alpha_0 \sin(pt + \delta)$ weiter, mit dem alleinigen Unterschiede, daß die Integrationskonstante δ jetzt nicht gleich 0 gesetzt werden kann, da über den Anfang der Zeit bereits verfügt ist.

Die letztere Gleichung gibt leicht für den größten Ausschlag α_0, welcher bei dieser Schwingung erreicht wird

$$\alpha_0^2 = \alpha^2 + \frac{1}{p^2}\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2$$

setzen wir hier die Anfangswerte ein, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0^2 = &\left\{\frac{p^2}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon v}{g \omega \cos\varphi}\left(\cos\frac{p}{\varepsilon}\vartheta - \cos\vartheta_0\right)\right\}^2 \\ &+ \left\{\frac{p}{p^2 - \varepsilon^2} \frac{\varepsilon v}{g \omega \cos\varphi}\left(\varepsilon \sin\vartheta_0 - p \sin\frac{p}{\varepsilon}\vartheta_0\right)\right. \\ &\left. - \frac{Ma}{\Theta_0}\frac{\varepsilon v}{p}\sin\vartheta_0\right\}^2. \end{aligned}\right| \quad (10)$$

Dieser Winkel α_0 ist die Ablenkung, welche die Achse des Kreisels aus der Süd-Nordrichtung erleidet durch die Wendung des Schiffes, dieselbe ist ein ballistischer Ausschlag und wird bei der weiteren Fahrt des Schiffes mit konstanter Geschwindigkeit durch die Dämpfung allmählich zum Verschwinden gebracht. Man erkennt hier wieder, daß die Störung 0 wird für eine unendlich lange Schwingungsdauer des Kreisels, da dann $p = 0$ ist; ferner daß dieselbe mit abnehmender Schwingungsdauer zunimmt. In der Praxis wird die Störung allerdings etwas kleiner ausfallen; denn aus Gleichung 9 ist ersichtlich, daß α_{ϑ_0} immer negativ ist, also die Kreiselachse nach Osten abgelenkt wird, wenn

das Schiff eine Wendung nach Westen ausführt. Durch die Schiffswendung wird aber die Kompaßrose durch die Reibung in der Flüssigkeit etwas mitgenommen, so daß hierdurch die Störung teilweise kompensiert wird; auch wird der Wert α_0 durch die Dämpfung noch ein wenig verringert.

Zur Gewinnung eines Bildes über die Größe der Störung wollen wir annehmen, daß das Schiff bei einer Lineargeschwindigkeit von 20 km pro Stunde eine Wendung um 45° ausführt in der Zeit von 45 Sekunden, Größen, welche beim Manöverieren eines Linienschiffes als normal anzusehen sind. Die Schwingungsdauer des Rotationskompasses sei 10 Minuten, dann ergeben die Formeln für die Abweichung des Kompasses nach Osten nach Ausführung der Wendung

$$\alpha_{\vartheta_0} = 6^0$$

und die größte Abweichung, die derselbe bei den folgenden Schwingungen erreicht

$$\alpha_0 = 6^0\,10'.$$

Bei einer Wendung um 90° nach Westen würde sich dagegen ergeben:

$$\alpha_{\vartheta_0} = 20^0$$

$$\alpha_0 = 20^0\,15'.$$

Allerdings sind diese letzteren Werte nicht mehr ganz korrekt, da die Formeln nur für kleine Ablenkungen richtig sind.

Schlußwort.

Aus dieser theoretisch-experimentellen Untersuchung geht hervor, daß bei Aufstellung auf festen Boden die Richtkraft, die ein Kreisel durch die Wirkung der Erddrehung erleidet, sehr wohl zur Herstellung eines Rotationskompasses benutzt werden kann. Die Konstruktion kann ohne wesentliche praktische Schwierigkeit so gewählt werden, daß die Richtkraft, also auch die Einstellsicherheit eines derartigen Kompasses wesentlich stärker ist als die eines magnetischen Kompasses und daß die Schwingungsdauer nicht wesentlich größer wird als die des magnetischen Kompasses.

Auf einem Fahrzeuge ist indessen ein derartiger Kompaß unverwendbar, da er durch die Bewegungen desselben gestört wird. Damit diese Störung genügend klein bleibt, muß vielmehr durch passende Konstruktion die Schwingungsdauer sehr vergrößert werden, und zwar dürfte bei einem großen Fahrzeuge (Linienschiffe usw.) eine Schwingungsdauer von wenigstens 30 Minuten nötig werden, bei einem kleineren Fahrzeuge (Torpedoboot, Unterseeboot) eine noch wesentlich größere Schwingungsdauer. Dann aber dürfte die allgemeine Verwendung eines derartig langsam schwingenden Kompasses wenigstens als Steuerkompaß nicht möglich sein, da etwaige Schwingungen der Kompaßnadel von Drehungen des Schiffes nicht unterschieden werden können.

(Eingegangen 5. Juli 1906.)

Objektive Bestimmung der Schwingungszahlen Königscher Flammen ohne Photographie.[1])

Von Karl Marbe.

Wenn man ein Gas durch eine Röhre in eine mit einer Membran abgeschlossene Kapsel leitet, und wenn man es durch eine andere Röhre wieder austreten läßt, so wird die Ausflußgeschwindigkeit des Gases variiert, wenn die Membran in Schwingungen gerät; zündet man daher das Gas am Ausflußrohr an, so sind die jeweiligen Flammenhöhen Funktionen der Membranschwingungen. Auf diesen Tatsachen beruhen bekanntlich die sogenannten Königschen Flammen.

Will man nun eine Königsche Flamme besonders empfindlich gestalten, so empfiehlt es sich, das Volumen des Innern der Kapsel möglichst klein zu machen. Denn einer bestimmten Bewegung der Membran entspricht bei kleinem Kapselvolumen eine größere Drucksteigerung im Innern der Kapsel und daher eine größere Änderung der Flammenhöhe als bei einem großen Kapselvolumen. Die Empfindlichkeit der Flamme wird aber auch durch Anwendung eines möglichst engen, kapillaren Zuleitungsrohres gefördert. Denn der Rauminhalt der Zuleitungsröhre kann (wenigstens bis auf eine bestimmte durch Reibungsverhältnisse bedingte Entfernung von der Mündung in die Kapsel) als Teil des Kapselinnern angesehen werden. Bei den unten beschriebenen Versuchen wurden denn auch vielfach Kapseln mit kleinem Volumen und kapillarem Zuleitungsrohr benützt.

Um das Vorhandensein von Schwingungen in einer Königschen Flamme nachzuweisen, bedient man sich zweckmäßig des schon von König verwandten rotierenden Spiegels oder stroboskopischer Vorrichtungen. Letztere gestatten auch die Form der Flammenschwingungen eingehender zu studieren. Um Schwingungsform und Schwingungszahl der Flammen durch ein objektives Bild festzuhalten, photographiert man diese auf einen in geeigneter Weise ablaufenden Papierstreifen.

Die Königschen Flammen lassen sich benutzen zum Nachweis von akustischen Schwingungen und zum Studium ihrer Anzahl, sofern sich die Schwingungen auf die Königsche

1) Aus dem elektrotechnischen Institut des Physikalischen Vereins in Frankfurt a/M.

Membran übertragen lassen. Zur Untersuchung der Form der ursprünglichen Schwingungen und der Form der Membranschwingungen sind sie jedoch nicht geeignet.[1])

Sprachpsychologische Untersuchungen legten mir nun den Wunsch nahe, die Tatsache des Schwingens Königscher Flammen objektiv, aber einfacher und billiger als durch Photographie zu registrieren. Wenn eine rußende Flamme, so sagte ich mir, bald ganz ruhig brennt, bald periodisch länger und kürzer wird und wenn man senkrecht zu ihrem Durchmesser einen Streifen Papier über sie weglaufen läßt, welcher den oberen Teil der Flamme etwas niederdrückt, so wird man auf dem Papier einen Rußstreifen erhalten, wenn die Flamme stillsteht und einzelne Rußflecken, wenn sie schwingt.

Ich bediente mich nun einer Stimmgabel von 300 Schwingungen, die in der üblichen Weise auf einem an einer Seite offenen Holzkästchen montiert ist. Auf der der Öffnung gegenüberliegenden Seite, die nach oben gekehrt war, ließ ich ein kreisrundes Loch von 26 mm Durchmesser aussägen, auf welches ich eine Königsche Kapsel so auflegte, daß die Membran sich direkt über dem Loche befand. Man vergleiche hierzu Figur 1, Tafel I. Auf der einen Seite der Flamme brachte ich mehrere Zentimeter über der Flammenspitze eine horizontal gerichtete Walze mit Telegraphenpapier an, das ich auf eine andere Rolle abrollen ließ, die sich in gleicher Höhe auf der anderen Seite der Flamme befand und parallel zur ersten gerichtet war. Um jedoch das Papier über der Flamme straff anzuspannen, brachte ich zwischen den beiden Rollen, eine ihnen wiederum parallele, tiefer gelegene an, unter welcher das Papier hinweggleitete. Diese Anordnung wird durch Figur 2, Tafel I erläutert. Das Papier wurde mittels eines Elektromotors, dessen Schnurlauf in der Figur angedeutet ist, abgerollt und bewegte sich also von der Rolle *a* unserer Figur unter der Rolle *b* hinweg auf die Rolle *c*. Die Flamme, die aus einer Öffnung von 1 mm Durchmesser herausbrannte, war 50 mm hoch und stand unter einem tiefsten Punkt der Rolle *b*. Sie beleckte das Papier mit ihrem oberen 30 mm langen Ende. Alle diese Maße sind jedoch nur ungefähre und brauchen zum Gelingen des Versuchs nur annähernd festgehalten zu werden. Als Gas wurde Acetylen benutzt.

Wenn sich nun das Papier mit entsprechender Geschwindigkeit bewegte und die Stimmgabel in der Ruhelage war, so erhielt man einen einfachen grauen Streifen. Wurde aber die Stimmgabel in Schwingungen versetzt, so ergab sich ein ganz anderes Bild, von dem Figur 3, Tafel II einen Teil darstellt. Die Spitzen der Zungen blickten nach der Bewegungsrichtung des Papiers. Für die in Figur 3 und in allen weiteren Figuren wiedergegebenen Flammenstöße gilt der Satz, daß die links abgebildeten später gewonnen wurden als die rechts abgebildeten. Die Zungen sind offenbar Bilder eines Teiles des leuchtenden Mantels der Flamme.

Jedenfalls ist das mitgeteilte Verfahren geeignet, den Nachweis für das Vorhandensein von akustischen Schwingungen einer Königschen Membran zu erbringen. Es eignet sich daher auch für den Nachweis anderer Schwingungen, wie z. B. unserer Stimmgabelschwingungen, sofern dieselben auf eine Membran übertragen werden können.

Ich versuchte nun auch die Schwingungen einer Telephonmembran auf eine Königsche Flamme zu übertragen und in der geschilderten Weise graphisch aufzunehmen. Ich benutzte dabei als Königsche Membran einfach eine Telephonmembran, die ich durch den Wechselstrom des städtischen Elektrizitätswerkes in Schwingungen versetzte. Die so gewonnenen Bilder werden durch Figur 4, Tafel II dargestellt.

Unsere beiden Versuche zeigen, daß man mittels unseres Verfahrens nicht nur das Vorhandensein, sondern auch die Zahl von Schwingungen eruieren kann. Dieser Umstand veranlaßte mich, die Periodenzahl unseres städtischen Elektrizitätswerkes mit Hilfe einer Telephonmembran und einer Stimmgabel (gewählt wurde jetzt eine solche von 200 Schwingungen) zu bestimmen. Ich verband Telephonmembran und Stimmgabel mit je einer Flamme und stellte die beiden Flammen so, daß sie durch eine Linie gingen, die man sich senkrecht zur Länge des Papierstreifens gezogen denken konnte. Das Versuchsergebnis wird versinnbildlicht durch Figur 5, Tafel II. Ich zählte nun ab, wieviel Intervalle zwischen zwei akustischen Zungen auf 31 Intervalle zwischen zwei elektrischen Zungen kamen und fand die Zahl 135,9, woraus sich die Periodenzahl 45,6 ergab. Die dem Versuch unmittelbar folgende Ablesung der Wechselzahl am Frequenzmesser der Firma Hartmann & Braun in Frankfurt ergab die Zahl 91, was einer Periodenzahl von 45,5 entspricht.

Wie man sieht, erzeugte bei dem letzten Versuch die Telephonmembran eine Reihe isolierter Flecke, was ich zunächst für alle Versuche erwartet hatte. Daß diese Flecke in vielen Fällen übereinander gelagert sind, ist natürlich durch eine relativ langsame Abwickelung des Papiers bedingt. Daß die Flecke, die vom Telephon herrührten, beim letzten Versuch

1) Vergl. Nagel, Archiv f. Anatomie und Physiologie, Jahrgang 1905, Supplementband, S. 62 ff.

größer sind als beim vorletzten, wird durch eine etwas größere Flammenhöhe zu erklären sein. Wir wollen künftighin weder von Zungen noch von Flecken, sondern einfach von Ringen sprechen und es dahingestellt sein lassen, ob sie unterbrochen werden oder nicht und ob sie durch Ruß ausgefüllt oder leer wird.

Es lag nun nahe, auch die menschliche Stimme auf die Telephonmembran zu übertragen und nach unserer Methode graphisch aufzunehmen. Zu diesem Zwecke verband ich die Telephonmembran in der üblichen Weise mit einem Mikrophon, in welches ich Vokale in verschiedener Höhe laut hineinsang. Zwei Proben der so gewonnenen Ergebnisse lasse ich in Figur 6 und Figur 7 Tafel II folgen.

Die Formen der Schwingungen der Königschen Flammen geben zwar die Form der Luftschwingungen, die auf die Königsche Membran wirken, nicht genau wieder, sie sind aber von diesen abhängig. Es wäre daher denkbar, daß die in gleicher Tonhöhe gesungenen Vokale (a, e, i, o, u) so verschiedene Formen von Flammenschwingungen erzeugen, daß die Ablesung der Schwingungszahlen aus den Rußbildern im einzelnen Falle schwierig oder unmöglich wird. Es wäre also denkbar, daß man gelegentlich im Zweifel sein könnte, welche Entfernungen man als solche, die ganzen Schwingungen entsprechen, zu betrachten hat. Um diese Frage zu prüfen, sang ich die Vokale a, e, i, o, u leise und jeweils in der Höhe von 150 Schwingungen ins Mikrophon. Dabei machte ich das System durch Benutzung einer passenden Induktionsspule möglichst empfindlich. Ich lasse nun die so gewonnenen Streifen in den Figuren 8—12, Tafel III folgen. Wie man sieht, kann man in allen fünf Bildern die ganzen Schwingungen sehr gut abzählen.

Es kann daher nicht zweifelhaft sein, daß man mittels unseres Verfahrens in der zuletzt beschriebenen Form auch gesprochene Worte auf die Tonhöhen der Grundtöne untersuchen kann, was mir die Bilder einer Reihe ins Telephon gesprochener Worte bestätigten. Ich lasse in Figur 13, Tafel III das Rußbild des Wortes „ist" folgen. Figur 14, Tafel IV enthält die erste Silbe „An" des Wortes „Anfang" und Figur 15 die zweite Silbe „fang". Wie man sieht, sind die Flammenbilder hier teilweise sehr klein im Verhältnis zu anderen ausgefallen. Ein anderer Versuch mit dem Wort Anfang bewirkte sogar eine vollständige Unterbrechung des Bildes innerhalb jeder der beiden Silben, wie Figur 16 und Figur 17, Tafel IV zeigt.

Wenn wir alle bisher mitgeteilten Bilder nochmals überblicken, so sehen wir, daß die Wiedergabe der Flammenstöße auf den Papierstreifen sehr mannigfaltige Form hat. Ein sehr eigentümliches Bild erhielt ich einmal mit der Stimmgabel von 200 Schwingungen, welches ich hier noch folgen lasse (Figur 18, Tafel IV).

Es dürfte nun nicht ohne Interesse sein zu studieren, wovon die, abgesehen von der Ringzahl, vorhandenen Verschiedenheiten solcher Bilder im einzelnen abhängen. Und es wäre sehr wohl möglich, daß man bei dieser Gelegenheit zu auch akustisch interessanten Resultaten käme. Das intensivere Studium solcher Rußbilder nebst einer geeigneten Erweiterung unserer Methode könnte aber auch für die Theorie der Flammen von Interesse werden.

Ohne weiteres wird sich das beschriebene Prinzip da verwenden lassen, wo man Vorhandensein und Zahl der Schwingungen der Königschen Flammen einfacher und billiger als auf photographischem Wege bestimmen will. Es wird aber auch Veranlassung geben, die Königschen Flammen als Indices von Luftschwingungen mehr zu benutzen, als bisher üblich war. So dürften unsere Rußbilder hauptsächlich in der Phonetik Verwendung finden können, sofern es sich lediglich darum handelt, Schwingungszahlen zu bestimmen. Ich bin denn auch selbst mit der Konstruktion eines Apparates beschäftigt, welcher die graphische Aufnahme der Tonhöhen einer längeren gesprochenen Rede ermöglicht. Dieser Apparat muß natürlich mit einem Zeitmarkierer verbunden sein, der auf dem Papierstreifen etwa jede Zehntelsekunde eine Marke anbringt. Ich will mit diesem Apparat statistische Untersuchungen über die Melodie der menschlichen Sprache anstellen. Diese Absicht war auch die eigentliche Veranlassung zur vorliegenden Arbeit. Denn wo, wie bei statistischen Untersuchungen über Sprachmelodie, ein großes Material erforderlich ist, versagen alle bisher bekannten Methoden, wenn man nicht über einen ganzen Stab von Gelehrten oder doch Gebildeten verfügt, die Kurven auswerten. Von nun ab lassen sich solche Untersuchungen in kürzerer Zeit und leichter ausführen. Gelegentliche insbesondere beim An- und Abklingen der Silben vorhandene Schwierigkeiten (vergl. Fig. 14—17) können bei geeignetem statistischen Verfahren außer Betracht bleiben, falls sie nicht durch weitere Verbesserungen unserer Methode überhaupt entfernt werden können.

Unser Prinzip wird aber auch rein technisch mancherlei Verwendung finden können. Bei der transatlantischen Telegraphie sieht man sich vielfach veranlaßt, sich eines Drehspulengalvanometers mit Zeiger (Siphon-Recorder) zu bedienen. Einfacher und billiger wäre vielleicht eine Vorrichtung zur graphischen Aufnahme der Membranschwingungen nach unserem Prinzip.

Bei der drahtlosen Telegraphie ist man bisweilen genötigt, die elektrischen Wellen auf

Telephonmembranen und dann auf das Ohr zu übertragen. Durch Verbindung des Telephons mit einem nach unserem Prinzip gebauten Apparat war es möglich, die Telegramme ob[illegible] wiederzugeben.

Doch ich will es an dieser Stelle unterlassen, die erwähnten und andere Möglichkeiten im einzelnen darzulegen.

Es erübrigt mir, Herrn Dr. Déguisne, dem Leiter des elektrotechnischen Institutes des Frankfurter physikalischen Vereins auch an dieser Stelle meinen aufrichtigen Dank für seine wertvollen Ratschläge und seine allseitige Förderung dieser Untersuchung auszusprechen.

(Eingegangen 1. Juli 1906.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa (Direktor A. Battelli).

No. 27[1]). Silvio Chella, Messung des inneren Reibungskoeffizienten der Luft bei niedriger Temperatur.

Die Veränderung der inneren Reibung von Gasen, die mit einer Veränderung der Temperatur eintritt, ist innerhalb der Temperaturgrenzen 0—300° C der Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Die Messungen unterhalb von 0° sind jedoch spärlich und bei [illegible]° fehlen solche vollständig. Deswegen scheint es mir einigermaßen interessant, die Untersuchung der inneren Reibung von Luft bei niedriger Temperatur fortzusetzen, um so mehr als der Viskositäts-Koeffizient große Wichtigkeit für die Molekular-Dynamik der Gase besitzt.

Die von mir zur Messung der inneren Reibung befolgte Methode, die im wesentlichen in der Dämpfung der Schwingungen eines Rotationskörpers besteht, ist in einer früheren Arbeit[1]) dargelegt worden, zugleich mit der Beschreibung eines eigens zu dem Zwecke konstruierten Apparates, um gewisse Fehlerquellen zu vermeiden, die den von anderen Forschern ausgeführten Bestimmungen anhaften.

Der Apparat besteht in seinen wichtigsten Teilen aus feststehenden Koaxialzylindern, [illegible] Aufhängung [illegible] Sowohl die Aufhängung [illegible] Magnesium [illegible]

[illegible]

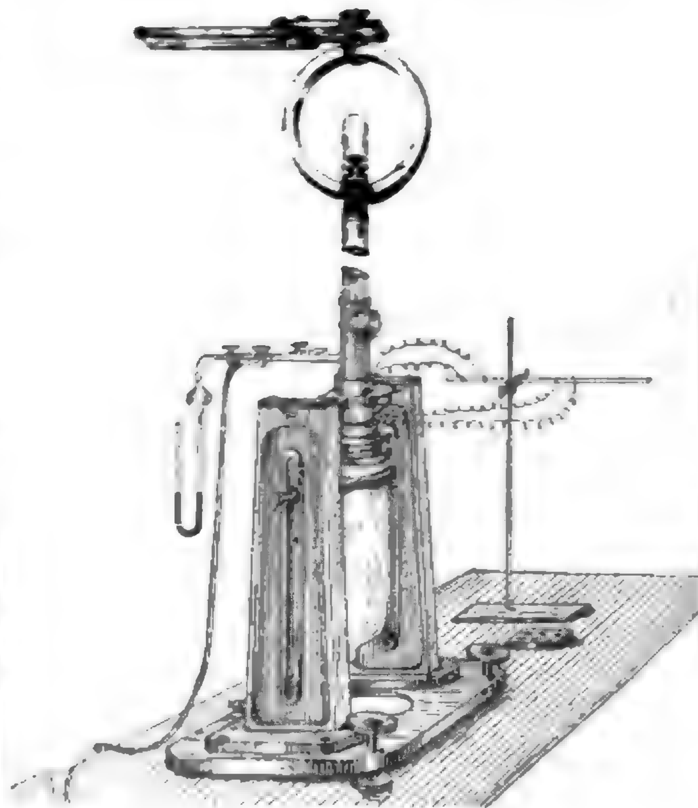


Fig. 1.

die Reibungserscheinungen vor sich gehen, taucht in ein großes Probierglas mit einer Flüssigkeit, die fortwährend umgerührt wird; das Probierglas taucht seinerseits in ein zylindrisches Glasgefäß mit doppelter versilberter Wand ein, in das ich das Kältemittel goß, mit dessen Hilfe das zu untersuchende Gas auf die gewünschte Temperatur gebracht wurde.

Um die oben angedeuteten Fehler zu vermeiden, benutzte ich bei meinen Versuchen zwei bewegliche Zylinder (einen aus Messing und einen aus Aluminium) von gleichem Durchmesser und gleicher Dicke, aber verschiedener Höhe, und zwar von einer Höhe, die zu der Dicke der betreffenden Zylinder umgekehrt proportional war.

Um jedoch auch die Fehler zu vermeiden, die von außerordentlich kleinen Dimensionsunterschieden herrühren, wie solche durch mechanische Schwierigkeiten hervorgerufen werden, wende ich folgende Formel an:

[illegible]

worin [illegible] die logarithmischen Decremente [illegible] mit den beiden verschiedenen Zylindern [illegible] sind [illegible] die Schwingungsdauern.

[illegible]

und ebenso kommen M_1 und M_0 und T_1 und T_0 einander außerordentlich nahe.

Was nun die Messung der Temperatur anbelangt, so habe ich zwei thermoelektrische Elemente von gleichem Kupfer-Konstantan verwandt, von denen das eine an die Außenwand des festen Zylinders von größerem Durchmesser und das andere an die Innenwand des kleineren Zylinders fest gelötet war. Vermittels eines Umschalters mit Quecksilbernäpfchen schließt man das eine oder andere Element über ein Galvanometer von großem inneren Widerstand.

Dieser große Widerstand ist deswegen nötig, damit die von den Veränderungen des Widerstandes herrührenden Fehler zu vernachlässigen sind; solche Veränderungen des Widerstandes, die unregelmäßig und schwer zu messen sind, treten in dem der Abkühlung ausgesetzten Teile des Stromkreises auf.

Das bei meinen Versuchen benutzte Kältemittel war flüssige Luft; das Temperaturbad bestand aus Petroleumäther, der einzigen Flüssigkeit, die bei so niedrigen Temperaturen nicht im Innern erstarrt. Ich muß jedoch erwähnen, daß, da das Bad in Berührung mit der Luft bleiben muß, um ohne allzu große Schwierigkeiten umgerührt zu werden, bald Verunreinigungen mit Fremdsubstanzen auftraten, so daß bei 150° eine Trübung erfolgte und die Flüssigkeit zäh wurde. Deswegen habe ich es für ratsam gehalten, für den Augenblick meine Bestimmungen bei —150° abzubrechen.

Bevor ich daran ging, die Messungen der Dämpfung auszuführen, wartete ich, bis die von den beiden Elementen angegebene Temperaturdifferenz ½° nicht überschritt.

Zur Berechnung der inneren Reibungskoeffizienten führte ich zwei Bestimmungen der Temperatur aus und zwar die eine mit dem Messingzylinder, die andere mit dem Aluminiumzylinder; beide erfolgten so kurz nacheinander, daß der Zustand der Bifilaraufhängung nicht verändert war. Aus den beiden Bestimmungen wurden zwei einander sehr nahekommende Temperaturen ausgewählt und hieraus das Mittel genommen; bei beiden Zylindern wurde hierbei durch Interpolation das logarithmische Dekrement für die Mitteltemperatur berechnet. Diese Werte sind die in der Formel auftretenden Koeffizienten ε_1 und ε_0.

Die hier angeführten Tabellen geben die Werte an, die ich bei sechs Versuchsreihen für den inneren Reibungskoeffizienten erhielt. In der ersten Tabelle befinden sich auch die Elemente der Rechnung, die jedoch der Kürze wegen in den anderen Tabellen weggelassen sind.

$$\frac{k_1}{M_1} T_1 = 1117{,}70 \quad \frac{k_0}{M_0} T_0 = 327{,}70.$$

1.

Temperatur	ε_1	ε_0	$\varepsilon_1 - \varepsilon_0$	η
+ 21	0,083886	0,054153	0,029733	0,000193
8	0,080575	0,051151	0,029424	191
— 21	0,077496	0,050383	0,027113	176
— 38	0,074159	0,050071	0,024188	157
— 48	0,072279	0,049994	0,022285	155
— 54	0,067512	0,046407	0,021105	137
— 70	0,064431	0,045640	0,018794	122
— 87	0,956160	0,040300	0,015867	103
—118	0,049374	0,039822	0,009552	0,000062
—130	0,047379	0,039676	0,007703	50
—143	0,042652	0,038985	0,003697	24

2.

Temperatur	η
21	0,000192
— 37	156
— 46	152
— 55	137
— 72	120
— 82	106
— 97	097
—115	059
—145	024

Temperatur	η
19	0,000191
0	188
— 11	184
— 22	173
— 45	152
— 60	133
— 73	177
— 89	098
— 98	087
—106	079
—132	043
—144	021

Temperatur	η
18	0,000190
— 5	187
— 30	186
— 43	155
— 59	137
— 74	117
— 86	102
—102	061
—123	051
—140	028

Da ich hier die Mittelwerte nicht gut behandeln kann (die Temperaturpunkte sind nämlich bei den einzelnen Versuchsreihen nicht gleich), habe ich es vorgezogen, den Gang der äußeren Reibung nach der graphischen Methode zu bestimmen (Fig. 2).

Ich habe auf diese Weise eine Kurve erhalten, die in Fig. 2 zugleich mit der graphischen Darstellung der aus der parabolischen Formel abgeleiteten Werte aufgetragen ist.

Wie es nach den bei hoher Temperatur ausgeführten Versuchen vorauszusehen war, weicht die Kurve der experimentellen Daten von der Parabel ab.

Bei den niedrigsten Temperaturen ist jedoch die Abweichung von dem parabolischen Gesetz außerordentlich fühlbarer, so daß zu ihrer Erklärung nicht mehr die Boltzmannsche Hypothese genügt, nach der die Molekeln eines Gases sich mit einer Kraft abstoßen, die zu der fünften Potenz der Entfernung umgekehrt proportional ist.

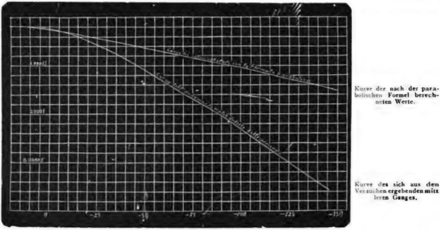


Fig. 2.

Die Abstoßung würde ganz erheblich größer sein; andererseits ist aber die Boltzmannsche Hypothese vielleicht nur ein bloßer Kunstgriff, um einige und nicht alle Eigenschaften der Gase in mathematischer Form abzuleiten. Diese Hypothese könnte denn auch in dem Mechanismus, nach dem die Gase ihre Bewegung fortpflanzen, keinerlei reellen Hintergrund haben.

Wenn man die Molekularwirkung der Bewegung, die dem Äther durch die Ionen übermittelt wird, wie es die jüngsten theoretischen Arbeiten von Lorentz als möglich erscheinen lassen, zur Erklärung der schnellen Abnahme der Reibung sollte anführen dürfen, so würde es genügen, anzunehmen, daß mit abnehmender Temperatur außer der molekularen lebendigen Kraft auch das Verhältnis zwischen der Zahl der freien Ionen und der Molekeln abnimmt.

Es dürfte sich jedoch nur mit Hilfe weiterer Versuche entscheiden lassen, ob die Lorentzsche Hypothese mit Vorteil angenommen werden kann.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 6. Juni 1906.)

BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

47. Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure in Berlin am 11., 12. u. 13. Juni 1906.

Die diesjährige Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure, die vom 11. bis 13. Juni in Berlin abgehalten wurde, fiel mit dem Fest des 50jährigen Bestehens des Vereins zusammen. Aus diesem Grunde waren besonders glänzende Veranstaltungen getroffen, zu denen sich 1231 Teilnehmer nebst 464 Damen in der Hauptstadt des Reiches zusammen fanden.

Nach einem glanzvollen Begrüßungsabend, den der Bezirksverein Berlin den Gästen in den Räumen des Wintergartens darbot, begannen die Verhandlungen am Montag, den 11. vormittags im Reichstag unter dem Vorsitz des Professors Slaby. Im Namen des Reiches wurde der Verein von dem Staatssekretär Graf Posadowsky begrüßt, der die Technik im Verein mit der Wissenschaft als Hebel der fortschreitenden Kultur pries. Nach weiteren Begrüßungsreden, unter denen eine große Zahl solcher von Vertretern ausländischer Ingenieurvereine sich befand, hielt

Generaldirektor Dr. Ing. von Oechelhäuser-Dessau einen formvollendeten Vortrag über „Technische Arbeit einst und jetzt".

Nicht der Unternehmungsgeist ist nach dem Vortragenden heute ein größerer wie in früheren Jahrhunderten und Jahrtausenden — man denke nur an ein Werk wie die Cheops-Pyramide — aber die Arbeit und der Arbeiter werden höher gewertet.

Am 2. und 3. Tage fanden die Verhandlungen im großen Lichthof der Technischen Hochschule zu Charlottenburg statt. Nach Er-

Digitized by Google

ledigung der geschäftlichen Angelegenheiten hielt

Professor Riedler-Charlottenburg einen Vortrag „Über die Entwicklung und Bedeutung der Dampfturbine".

Riedler ist ein eifriger Vorkämpfer für die Turbine, der die Zukunft gehöre. Ganz besonders geeignet ist sie nach ihm für elektrische Kraftwerke, für welche ihr Sieg über die Kolbendampfmaschine jetzt bereits entschieden sei. Er sagte wörtlich: „Sie ist für Kraftwerke nicht mehr die Maschine der Zukunft, sondern der Gegenwart."

Ganz richtig ist dieser Ausspruch aber wohl nicht. So hat z. B. das Elektrizitätswerk der Stadt Charlottenburg, also der Stadt, in welcher Professor Riedler selbst wirkt, erst jetzt wieder nach längeren Verhandlungen zur Erweiterung des Werkes eine 3000 pferdige Kolbendampfmaschine bestellt, nicht eine Turbine. Im Vortrage Riedlers heißt es: „Die Niederdruckseite der Parsons-Turbine ist vorzüglich, und ihr verdankt sie ihre großen Erfolge; ihre Hochdruckseite aber wird eine Abänderung erfahren müssen, die von Westinghouse und von Sulzer bereits versucht ist." Daraus geht doch hervor, daß die Turbine sich noch im Stadium der Versuche befindet, was in der Diskussion von Riedlers Kollegen, Professor Krainer-Charlottenburg, scharf hervorgehoben wurde.

Die Vortragsthemata des letzten Tages lauteten

Professor Muthmann-München „Technische Methoden zur Verarbeitung des atmosphärischen Stickstoffs".

Dr. Hoffmann-Bochum „Kraftgewinnung und Kraftverwertung in Berg- und Hüttenwerken".

Der erste Redner besprach besonders das in Norwegen ausgearbeitete Verfahren von Birkeland und Eyde und das Franksche Kalkstickstoffverfahren. An seine Ausführungen schloß sich eine lebhafte Diskussion. Mit dem zuletztgenannten Vortrag erreichten die offiziellen Veranstaltungen ihr Ende. Abends fanden sich die Teilnehmer auf den Terrassen in Halensee zu einem Abschiedsfest zusammen, das leider unter der Ungunst der Witterung erheblich litt.

Die Versammlung des nächsten Jahres wird in Coblenz stattfinden.

Bruno Borchardt.

(Eingegangen 18. Juni 1906.)

BESPRECHUNGEN.

J. Thomsen, Systematische Durchführung thermochemischer Untersuchungen, Zahlenwerte und theoretische Ergebnisse. Autorisierte Übersetzung von J. Traube. gr. 8. XVI u. 382 S. Stuttgart, F. Enke. 1906. M. 5,—.

Vor Jahresfrist berichtete der Referent darüber, daß der greise Nestor der Thermochemie, dessen vierbändiges Werk über thermochemische Untersuchungen nur in deutscher Sprache erschienen war, für seine eigenen Landsleute im weiteren Sinne einen Auszug des großen Werkes publiziert habe. Dieser Auszug ist nunmehr auch in deutscher Sprache erschienen, und der Berichterstatter kann bei aller Hochschätzung des großen Meisters nicht umhin, seiner Überzeugung Ausdruck zu verleihen, daß diese Übersetzung eines Auszuges in eine Sprache, in welcher das Originalwerk vorliegt, wohl kaum als dringend notwendig zu bezeichnen ist. Etwas ganz anders wäre es, wenn es sich um eine vom Verfasser selbst veranstaltete Neuauflage oder Umarbeitung des ursprünglichen und wohl vergriffenen Originales gehandelt hätte. Die Ausführung der Übersetzung gibt, soweit der Berichterstatter dies zu kontrollieren Gelegenheit hatte, zu wesentlichen Ausstellungen keinen Anlaß, es sei denn die bedenkliche Art, in welcher der dänische Titel im Vorwort des Übersetzers zitiert wird.

E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

S. Arrhenius, Theorien der Chemie. Deutsch von A. Finkelstein. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. gr. 8. VII u. 177 S. 1906. M. 7,—, geb. M. 8,—.

Wenn ein Mann wie Arrhenius einen kurzen Überblick über die Theorien der Chemie schreibt, so bedarf es kaum der Versicherung, daß der Leser etwas Eigenartiges und Interessantes zu erwarten hat. Das ist denn auch in reichstem Maße der Fall, und es wird gewiß kein aufmerksamer Leser den lebendigen Ausführungen des großen Skandinaven folgen, ohne von dem eigenartigen Reiz derselben gefesselt zu werden.

E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Handbuch der anorganischen Chemie. In 4 Bänden herausgegeben von R. Abegg. III. Band, 1. Abteilung: Die Elemente der dritten Gruppe des periodischen Systems. Lex. 8. X u.

466 S. mit 7 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1906. Subskr.-Preis M. 15,—, gebunden M. 17,—, Einzelpreis M. 17,—, gebunden M. 19,—.

Als zweiter Abschnitt des umfassenden Werkes liegt nunmehr der erste Teil des dritten Bandes vor, dessen Inhalt ebensosehr wie der früher erschienene Abschnitt den lebhaften Wunsch erweckt, daß das Erscheinen der weiteren Teile sich möglichst prompt gestalten möge. Den Physiker werden besonders im vorliegenden Teile die von den seltenen Erden handelnden Abschnitte interessieren, da sich bei diesen ja eine besondere Fülle interessanter physikalischer Eigenschaften vorfinden. Außer diesen finden sich hier die Elemente Bor, Aluminium und Thallium, sowie einige andere seltene Elemente behandelt. Der Vorteil des Ineinanderarbeitens zahlreicher in den Spezialgebieten wohlunterrichteter Mitarbeiter und die trotzdem erzielte Einheitlichkeit der Behandlung verdienen in erster Linie lobend hervorgehoben zu werden. Sollte es, wie beabsichtigt ist, gelingen, das ganze Werk in etwa zwei Jahren fertigzustellen, so wäre damit auch eine ganz beträchtliche zeitliche Einheitlichkeit erzielt, die einen weiteren nicht hoch genug zu veranschlagenden Vorzug des Ganzen darstellen würde. Da sich schon ein weiterer Teil unter der Presse befindet und die Bearbeitung des übrigen weitgehend gefördert ist, so ist hierzu begründete Aussicht vorhanden. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Jahrbuch der Naturwissenschaften 1905 bis 1906. XXI. Jahrgang. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben von M. Wildermann. gr. 8. XII u. 502 S. mit 22 Abbildungen. Freiburg i/Br., Herdersche Verlagshandlung. 1906. M. 6,—, gebunden M. 7,—.

Das in Kreisen von Liebhabern der Naturwissenschaften im weiteren Sinne wohlbekannte Jahrbuch der Naturwissenschaften ist abermals erschienen. Die früheren Jahrgänge desselben sind eingehender gewürdigt worden und genügt hier daher der Hinweis, daß, was von jenen galt, auch hier lobende Erwähnung verdient. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Weitere Literatur der physikalischen Technik.

K. Schreber u. P. Springmann, Experimentierende Physik. Zugleich vollständig umgearbeitete, deutsche Ausgabe von H. Abraham's Recueil d'expériences élémentaires de physique. II. Band. 8. 367 S. mit 450 Abbildungen u. 1 Spektraltafel. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. M. 8,—, gebunden M. 8,80.

Der erste Teil der nunmehr vollständig vorliegenden deutschen Ausgabe von Henri Abrahams Recueil d'experiences élémentaires de physique ist vor längerer Zeit eingehend an dieser Stelle gewürdigt worden. Es sei daher hier nur darauf hingewiesen, daß das Werk jetzt fertig erschienen ist und daß die namentlich im zweiten Teile doch ganz erheblichen Abänderungen gegen das französische Original die Brauchbarkeit des Werkes nur zu heben geeignet sind. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

F. C. G. Müller, Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. gr. 8. XII u. 370 S. mit 251 Abbildungen. Berlin, Otto Salle. 1906. M. 6,—.

Das vorliegende, für den angehenden Physiklehrer bestimmte Buch stellt in geschickt gewählter Form die Summe der physikalisch-technischen Unterrichtserfahrungen eines geübten Fachlehrers dar, und ist daher gewiß zur Erfüllung des beabsichtigten Zweckes wohlgeeignet. Daß das Werk auch auf pädagogische Gesichtspunkte eingeht, ist bei der langjährigen Unterrichtserfahrung des Verfassers ebenfalls nur von Nutzen. Wenig vorteilhaft wirkt dagegen der einwertige Hinweis auf bestimmte Bezugsquellen, der stellenweise ins Reklamenhafte auszuarten droht. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

Konrad Kraus, Experimentierkunde. Anleitung zu physikalischen und chemischen Versuchen in Volks- und Bürgerschulen und Fortbildungsschulen. Mit 503 Abbildungen. Wien, A. Pichlers Witwe. 1906.

Für ein niedrigeres Niveau bestimmt als das eben besprochene Buch von Müller, ist auch das Kraussche Werk das Produkt reicher Erfahrung und leistet für die Lehrer an den im Titel genannten Anstalten sicherlich Vorzügzügliches. Erfreulich ist insbesondere, daß der Verfasser sich nicht hat bestimmen lassen, wie das zurzeit in gewissen Kreisen modern ist, auf die anschaulichen Hilfsmittel der molekularen und atomistischen Vorstellungen zu verzichten. E. Bose.

(Eingegangen 24. Juni 1906.)

P. Duhem, Les origines de la statique. Tome I. gr. 8. 360 S. mit 93 Figuren. Paris, A. Herrmann. 1905. Fr. 10.

Im vorliegenden ersten Bande bietet der Verf. eine Darstellung des Entwicklungsgangs

der Statik von Aristoteles bis Descartes, die auf durchaus selbständigen Quellenstudien beruht. Diese haben den Verf. denn auch nach verschiedenen Richtungen hin zu neuen Auffassungen und Ergebnissen in der Geschichte dieser Disziplin geführt, so beispielsweise zur Kenntnis der interessanten Tatsache, daß bereits gegen 1200 herum Jordanus Nemorarius, dessen Person bis jetzt in undurchdringliches Dunkel gehüllt scheint, vom Prinzipe der Gleichheit der Arbeit Gebrauch machte, so daß der Verf. die Anfänge der heutigen Statik dahin zurückverlegen und ihre seitherige ununterbrochene Weiterentwicklung verfolgen konnte. Überrascht wird man hier, wie der Verf. eine reichliche Menge offener oder verdeckter „Übernahmen fremder Entdeckungen" in den Schriften jener Zeit nachweist, wiewohl vielleicht die eine oder andere eine wirkliche Wiederentdeckung gewesen sein könnte, oder auf die damals übliche geringe Betonung des historischen Sachverhalts zu schieben wäre. Die lebendige und angeregte, mit ausführlichen Zitaten aus den alten Schriftstellern durchflochtene Darstellung wird den Leser mit Spannung die Brücke durchwandern lassen, die ihm der Verf. von einer Zeit zur andern geschlagen hat, und sicher wird er lebhaft wünschen, baldigst die Fortsetzung des Werkes in der Hand zu haben.

G. Herglotz.

(Eingegangen 5. Mai 1906.)

A. Jaquet, Über die physiologische Wirkung des Höhenklimas. Programm zur Rektoratsfeier der Universität Basel. Lex. 8. 74 S. Basel, C. Beck. 1904. Preis M. 2,40. (Besprechung versehentlich verspätet.)

Diese Abhandlung, ebenso wie seitdem erschienene größere Werke über das Verhalten des Menschen in den Hochalpen (Mosso, Loewy und Zuntz u. a.) hat für den Physiker ihr Hauptinteresse darin, daß das Höhenklima nicht etwa nur wie eine künstlich herstellbare entsprechende Herabsetzung des Luftdruckes oder Sauerstoff-Partialdruckes wirkt, — daß vielmehr zahlreiche feine Reaktionen des Organismus, — Blutneubildung, Stoffwechseländerungen, krankhafte Erscheinungen seitens des Nerven- und Muskelsystems usw. auf weitere z. T. noch ungenügend studierte Faktoren des Hochgebirgsklimas zurückgeführt werden müssen; vor allem sind es die verschiedenen Formen strahlender Energie, welche dort oben in höherem Maße als „Reiz" auf den Organismus wirken. — Boruttau.

(Eingegangen 4. Juni 1906.)

Edwin Stanton Faust, Die tierischen Gifte. (Die Wissenschaft. Heft 9.) Lex. 8. XIV u. 248 S. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1906. M. 6,—, gebunden M. 6,80.

Ein Thema von allgemeinstem Interesse ist hier von fachkundiger Seite in knapper, dabei aber übersichtlicher und verständlicher Form behandelt worden. Auch ohne eine besondere Empfehlung wird sich das Buch einen großen Leserkreis schaffen. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

G. F. Lipps, Die psychischen Maßmethoden. (Die Wissenschaft. Heft 10.) Lex. 8. X u. 151 S. mit 6 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1906. M. 3,50, gebunden M. 4,10.

Wer den Wunsch hegt, einen Überblick über das Rüstzeug der messenden Psychologie zu gewinnen, dem wird das vorliegende zehnte Heft der Viewegschen Sammlung „Die Wissenschaft" sehr willkommen sein. Das Buch wird sich bald einen größeren Freundeskreis erwerben. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

Moritz von Rohr, Die optischen Instrumente. (Aus Natur und Geisteswelt. 88. Bändchen.) kl. 8. V u. 134 S. mit 84 Abbildungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 1,25.

Verfasser sucht in diesem Buche die modernen Ansichten über die optischen Instrumente in einfacher Weise wiederzugeben. Im wesentlichen lehnt sich Verfasser dabei an die Anschauungsweisen E. Abbes an. Für den Physiker, wie für den Naturwissenschaftler im allgemeinen, auch für ernst strebende Optiker und Photographen, dürfte das Buch eine willkommene Erscheinung sein. Dem Programm einer „Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen" wäre Verf. jedenfalls besser gerecht geworden, wenn er manche Punkte mit größerer Ausführlichkeit behandelt hätte. Dem mögen sich wohl räumliche Hindernisse entgegengestellt haben. Besonderer Dank gebührt dem Autor für die Betonung des historischen Gesichtspunktes. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

G. de Metz, La double réfraction accidentelle dans les liquides. Scientia Série Physico-Mathématique, No. 26. kl. 8. 99 S. mit 32 Figuren. Paris, Gauthier-Villars. 1906. Gebunden Fr. 2.

In dieser Monographie sucht Herr de Metz den Nachweis dafür zu erbringen, daß sehr

enge Beziehungen bestehen zwischen der durch elastische Deformationen in Flüssigkeiten erzeugten künstlichen Doppelbrechung einerseits und den Phänomenen von Kerr und Majorana andererseits. Der Verf. möchte durch seine Veröffentlichung zu einem weiteren Studium dieser Erscheinungen Anregung geben, in der Voraussicht, daß Erfolge nach dieser Richtung unsere Kenntnisse vom Wesen der Flüssigkeiten überhaupt zu erweitern geeignet sein dürften. — Das Büchlein enthält in klarer Darstellung eine Übersicht über die bisherigen einschlägigen Arbeiten, welche auch dem Nichtspezialisten schätzenswerte Aufschlüsse über dieses Gebiet geben wird. Max Iklé.

(Eingegangen 5. Juni 1906.)

W. Ahrens, Scherz und Ernst in der Mathematik. Geflügelte und ungeflügelte Worte. Gesammelt und herausgegeben. gr. 8. X u. 522 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden M. 8,—.

Als ich den Titel dieses Buches las, dachte ich natürlich sofort an von Iherings berühmtes Buch Scherz und Ernst in der Jurisprudenz, und erwartete demgemäß, wie dort in den juristischen, so hier in den mathematischen „Begriffshimmel“ eingeführt zu werden. Dort hoffte ich die mathematische Haarspaltemaschine zu finden, deren juristisches Gegenstück im juristischen Himmel und auch anderswo sich findet. Von alledem bietet das Buch nichts, dagegen eine unerschöpfliche Fülle von geflügelten und ungeflügelten Worten aus dem Munde der bedeutenderen Mathematiker, Astronomen und Physiker, die auf ihre Gewohnheiten, Anschauungen, wissenschaftliche Bestrebungen ein helles Licht werfen. Es ist anzuerkennen, daß die Auswahl im allgemeinen eine durchaus glückliche ist; manche wahre Perle befindet sich in dem Buche, so z. B. Boltzmanns Ausführungen über Maxwell, Kirchhoff, Beethoven usw. Leider ist auch manches Unnötige und Banale aufgenommen; zu dem ersteren rechne ich z. B. ein Zitat aus Theodor Groß' Pamphlet gegen Helmholtz, zu dem letzteren eine angebliche Bemerkung Helmholtz', daß ihm das Integrieren einer Differentialgleichung noch einmal so leicht vonstatten ginge, wenn er den „Parsifal“ gehört habe. Aber es ist anzuerkennen, daß diese weitaus in der Minderzahl sind, so daß man sich an den übrigen rastlos freuen kann.

Cl. Schaefer.

(Eingegangen 6. Juni 1906.)

E. Grimsehl, Angewandte Potentialtheorie in elementarer Behandlung. Band 1. (Sammlung Schubert, 38. Band.) 8. VII u. 219 S. mit 74 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1905. Gebunden M. 6,—.

Von einem so ausgezeichneten Pädagogen wie Grimsehl darf man von vornherein ein brauchbares Buch erwarten. In dieser Erwartung wird man auch nicht enttäuscht. Der vorliegende erste Band behandelt die allgemeinen Grundlagen der Potentialtheorie und die Anwendungen auf Probleme der Gravitation und der Elektrostatik. Anerkennend hervorzuheben ist, daß das Buch physikalischen Charakter hat. Die Ableitungen sind überall durchsichtig und einfach, so daß das Ziel des Verfassers, das Buch auch für solche Leser verständlich zu machen, denen die Behandlung schwieriger mathematischer Probleme und Ableitungen fern liegt, als erreicht anzusehen ist.

Cl. Schaefer.

(Eingegangen 6. Juni 1906.)

W. Müller, Wasserkraft. Elementare Einführung in den Bau und die Anwendung der Wasserräder und Turbinen. Mit 30 Abbildungen, Berechnungsbeispielen, Fragen und Antworten, Aufgaben und Lösungen, Versuchsresultaten an einer Turbine und 1 Tafel: 11 Aufstellungsarten der Francisturbine. 8. VII u. 82 S. Hannover, Dr. M. Jännecke. 1906. Kart. M. 2.80.

Das Büchlein enthält in der Hauptsache dasjenige aus dem Gebiet der Wasserräder und Turbinen, was etwa in einer Vorlesung über beschreibende Maschinenlehre für Nichtfachleute vorzutragen wäre. Klare Bilder der Wasserkraftmaschinen tragen dazu bei, daß das Werkchen seinen Zweck gut erreicht.

H. Hort.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Im Alter von 57 Jahren ist in Stuttgart der a. o. Professor für analytische Chemie an der dortigen technischen Hochschule Dr. E. A. Kehrer gestorben.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. 15. August 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 17 am 15. August 1906.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein Versuch, den Elektromagnetismus auf Grund der Relativbewegung darzustellen.

Von A. H. Bucherer.

In zunehmendem Maße bricht sich die Überzeugung Bahn, daß — um mich einer Ausdrucksweise von H. Hertz zu bedienen — die denknotwendigen Folgen des Faraday-Maxwellschen Ätherbildes sich mit dem Bilde des naturnotwendigen Geschehens d. h. mit der Erfahrung nicht decken. Wir dürfen heute mit aller Bestimmtheit sagen: Eine gleichförmige Translation beeinflußt elektromagnetische Vorgänge nicht. Damit ist der Ätherhypothese das Urteil gesprochen. Allerdings bestand eine Zeitlang die Hoffnung, durch die sinnreiche Hypothese der Deformation bewegter Systeme eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erzielen. Aber die spezielle Lorentzsche Deformation hielt, abgesehen von anderen Mängeln, den neuesten Versuchen W. Kaufmanns nicht stand, während eine von mir angegebene Deformation, bei welcher das Volumen der deformierten Körper konstant bleibt, in ihren Konsequenzen zu Schwierigkeiten bei der Dispersion bewegter Medien führt. Die anfänglich von mir gehegte Erwartung, diese Schwierigkeiten überwinden zu können, hat sich nicht verwirklicht. Es wäre allerdings möglich, durch komplizierte Annahmen über die Struktur der Materie eine Nichtbeeinflussung der Dispersionserscheinungen plausibel zu machen. Aber die Deformationshypothese ist schon an und für sich so künstlich, daß ihr Mangel an innerer Wahrscheinlichkeit durch eine Hinzuziehung weiterer Hilfshypothesen noch erhöht werden würde.

Eine künftige Theorie des Elektromagnetismus wird unter Verzichtleistung auf den Äther den Grundsatz voranstellen müssen: Es gibt translatorische Bewegungen nur von Materie relativ zu Materie. Durch diesen Grundsatz werden nicht nur die Schwierigkeiten vermieden, welche der Ätherhypothese durch die Abwesenheit eines Einflusses der Erdbewegung auf elektromagnetische Erscheinungen erwachsen, sondern das Newtonsche Prinzip der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung wird für einen großen Bereich von Phänomenen wieder für gültig erklärt. Hiermit erlangt das Prinzip der Relativität der Bewegung einen großen Vorzug gegenüber der Ätherhypothese.

Eine vorstellbare Konstruktion der zeitlichen und räumlichen Ausbreitung elektromagnetischer Wirkungen, welche wie bei Lorentz als Elektronenphänomene aufgefaßt werden, von Materie zu Materie, würde heute unmöglich sein. Dies soll als Mangel ausdrücklich anerkannt werden. Man könnte sich die Materie durch „Bindungen" besonderer Art miteinander verbunden denken, längs welchen sich elektromagnetische Wirkungen fortpflanzen, wenn damit auch dem berechtigten Bedürfnis nach einem sinnfälligen Bilde noch keineswegs genügt wird. Die Strahlung eines allein im unendlichen Raume befindlichen Körpers wäre dann gemäß unserem Grundprinzip in einem euklidischen Raume undenkbar, wohl aber in einem Riemannschen Raume. In einem solchen würde die Strahlung in großen Kreisen in sich selbst zurückkehren. Um konsequent zu bleiben, würde es sich demnach empfehlen, einen Riemannschen Raum zugrunde zu legen.

Die folgenden Ausführungen sollen sich darauf beschränken, die Gleichungen des Elektromagnetismus auf Grund der Annahme der Relativbewegungen abzuleiten. Einige wichtige Probleme, deren Lösung bisher auch auf Grund der Ätherhypothese nicht möglich gewesen ist, habe ich nicht berührt. Hierbei denke ich vor allem an das Problem der Rotation und an das Problem, welches die Ergründung der Beziehung der positiven Körperatome zu den Elektronen darstellt. Gerade das letztere ist von fundamentaler Bedeutung für die Theorie des Elektromagnetismus. Die bisherige Unter-

scheidung von positiver und negativer Elektrizität ausschließlich nach dem Vorzeichen wird der Tatsache nicht gerecht, daß die Elektronen eine von Materie zu Materie wechselnde Affinität für die Körperatome besitzen.

Die Differentialgleichungen, welche wir für den von ponderabler Materie freien Raum zugrunde legen, sind die folgenden:

$$\text{I.}\quad -\frac{d\mathfrak{H}}{dt} = \operatorname{rot}\mathfrak{F}$$

$$\text{II.}\quad \frac{d\mathfrak{F}}{dt} = v^2 \operatorname{rot}\mathfrak{H} - 4\pi\varrho\mathfrak{u}v^2$$

$$\text{III.}\quad \nabla\mathfrak{H} = 0$$

$$\text{IV.}\quad \nabla\mathfrak{F} = 0, \text{ bezw.} = 4\pi v^2\varrho$$

Es ist von Wichtigkeit, auf die Deutung der Differentialkoeffizienten einzugehen. Am einfachsten gestalten sich die Verhältnisse, wenn das elektromagnetische System, auf welches sich die Gleichungen beziehen, so beschaffen ist, daß man darin ohne Schwierigkeit zwei Teile so unterscheiden kann, daß der eine Teil als der Erreger der vom zweiten Teil empfangenen Wirkungen anzusehen ist. Man hat sich alsdann den Beobachter als beim ersten Teil anwesend zu denken. Demgemäß sind die Begriffe von Bewegung, Ruhe, Geschwindigkeit zu deuten. Befinden sich z. B. zwei Systeme A und B in relativer Bewegung zueinander, so hängt es nur von praktischen Erwägungen ab, ob ich das System A als ruhend annehme oder als in relativer Bewegung zu B begriffen. Es soll festgesetzt werden, daß der Beobachter, welcher die Kräfte bestimmt, sich auf dem als ruhend angenommenen System befindet. Gleichung I besagt nun, daß die zeitlichen Änderungen der magnetischen Feldstärke eine Kraftwirkung hervorrufen, und daß Ursache und Wirkung in dem angegebenen Zusammenhang stehen. Rühren diese Wechselwirkungen z. B. von der gleichförmigen Bewegung eines Magneten relativ zu einem Elektron her, so wird das magnetische Feld, welches der Beobachter wahrnimmt, ein anderes sein, als dasjenige, welches ein Hilfsbeobachter mißt, welcher an der Bewegung des Magneten teilnimmt. Der letztere wird die Kraftwirkung als eine magnetische auffassen, d. h. als eine Wechselwirkung zwischen den von ihm als ruhend angenommenen Magnetfelde und dem durch die Bewegung des Elektrons hervorgerufenen, während der erstere die Kraftwirkung als eine elektrische auffassen wird, welche bedingt ist durch die zeitliche Veränderung der magnetischen Kraft. Ob also die Wechselwirkung zwischen Elektron und Magnet als magnetische oder elektrische aufzufassen ist, hängt hier von dem willkürlich gewählten Standort des Beobachters ab. Die in den Differentialgleichungen vorkommenden Größen $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{H}$ nehmen infolgedessen Werte an, welche von dem willkürlich gewählten Standorte des Beobachters abhängen, während die zwischen Elektron und Magnet wirkende ponderomotorische Kraft einen eindeutigen Wert besitzt.

Im ersten Abschnitte sollen nun gleichförmige Bewegungen von Elektronen und magnetischen und elektrischen Feldern behandelt werden. Im zweiten Abschnitte sollen die Gesetzmäßigkeiten beschleunigter Bewegungen und Strahlungen erörtert werden. Da ich in erster Linie bestrebt gewesen bin, eine Übersicht über die aus dem Relativitätsprinzip fließenden elektromagnetischen Gesetze anzugeben, so habe ich die Einzelheiten von den Berechnungen der ponderomotorischen Kräfte nicht angegeben. Man wird aber meine Resultate leicht verifizieren können.

I. Gleichförmige Bewegungen.

§ 1. Bevor wir auf die Ableitung der Kräfte, welche durch die gleichförmige Bewegung von Ladungen und Magneten erzeugt werden, übergehen, sollen die Bezeichnungen angegeben werden, welche zur Anwendung kommen: $\mathfrak{u}$ ist die Geschwindigkeit, v die Lichtgeschwindigkeit. Für den häufig wiederkehrenden Ausdruck $1 - \frac{u^2}{v^2}$ wird s gesetzt, $\mathfrak{r}$ ist ein Radiusvektor, welcher von dem ruhenden zum bewegten System gezogen wird. Mit γ wird der Winkel bezeichnet, den $\mathfrak{u}$ mit $\mathfrak{r}$ bildet. — Wir wenden uns zunächst zu der Aufgabe, die Kräfte anzugeben, welche von der Bewegung eines Elektrons relativ zu einem zweiten auftreten. Integriert man die Gleichungen, so ergibt sich zunächst allgemein für den Fall einer gleichförmigen Bewegung:

$$\text{(a)}\quad \mathfrak{F} = [\mathfrak{u}\mathfrak{H}] + \mathfrak{C}$$

$$\text{(b)}\quad \mathfrak{H} = \frac{1}{v^2}[\mathfrak{F}\mathfrak{u}] + \mathfrak{K}.$$

$\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{H}$ sind die vom Beobachter gemessenen Werte. Zuweilen ist es wünschenswert, Feldstärken und andere Größen zu verwenden, welche von einem an der Bewegung teilnehmenden Hilfsbeobachter gemessen werden. Diese werden durch den Index 0 gekennzeichnet. So erkennt man leicht, daß $\mathfrak{u} = -\mathfrak{u}_0$. Die Relativität der Werte von $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{H}$ gelangt durch die Wahl der Integrationskonstanten $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{K}$ zur Geltung. Ist $\mathfrak{F}_0 = 0$, so daß die vom Beobachter gemessenen Werte nur von $\mathfrak{H}_0$ herrühren, so wird $\mathfrak{C} = 0$ gesetzt. Ist hingegen $\mathfrak{H} = 0$, so daß der Hilfsbeobachter nur eine elektrische Kraft $\mathfrak{F}_0$ beobachtet, so wird $\mathfrak{K} = 0$ gesetzt.

Bewegt sich nun ein Elektron relativ zu einem zweiten, so wird $\mathfrak{K} = 0$ und die ponderomoto-

rische Kraftwirkung zwischen beiden ist bestimmt durch den Ausdruck

$$\mathfrak{P}_e = \mathfrak{F} q = \frac{\mathfrak{r}_1 q^2 v^2}{r^2} \frac{s}{\left(1 - \frac{u^2}{v^2} \sin^2 \gamma\right)^{3/2}} . \qquad (1)$$

Bei diesem Ausdruck könnte auffallen, daß nicht unterschieden ist zwischen q und q_0, denn der Beobachter wird in der Umgebung des beweglichen Elektrons ein anderes Kraftfeld beobachten wie in der Umgebung des ruhenden, bei dem er sich befindet. Da aber die Ladung in beiden Fällen proportional dem Oberflächenintegral der Kraft ist und dieses Integral identische Werte liefert, so ist $q = q_0$. Man überzeugt sich leicht, daß in der Tat

$$\int \frac{\mathfrak{r}_1}{r^2} \frac{s\, d\mathfrak{g}}{\left(1 - \frac{u^2}{v^2} \sin^2 \gamma\right)^{3/2}} = \int \frac{\mathfrak{r}_1}{r^2} d\mathfrak{g} ,$$

wo $d\mathfrak{g}$ ein vektorielles Flächenelement bedeutet. Es folgt weiter, daß das Oberflächenintegral über eine beliebige Fläche, welche beliebig viele Elektronen bezw. Ladungen einschließt, dasselbe ist als ob die Ladungen ruhten. Von besonderem Interesse ist die Bewegung eines Elektrons zwischen parallelen Kondensatorplatten. Das Elektron bewegt sich relativ zu den an den Platten haftenden Elektronen und positiven Körperatomen. Die Kraft, welche auf das Elektron einwirkt, ist dieselbe, als ob das Elektron ruhte und die Kondensatorplatten sich bewegten. Hier tritt der Gegensatz zur Lorentzschen Theorie deutlich hervor. Bewegt sich ein Elektron A relativ zu B, — B ruht nach Lorentz dann im Äther — so gibt (1) die auf B ausgeübte Kraft richtig an. Aber B wirkt nach Lorentz auf A mit einer anderen ponderomotorischen Kraft, nämlich mit:

$$\mathfrak{P} = q \mathfrak{F} = \frac{\mathfrak{r}_1 q^2 v^2}{r^2}$$

ein. Es ist demgemäß nach Lorentz nicht dasselbe, ob der Kondensator als in Bewegung begriffen angenommen wird, oder das Elektron. Nun könnte es scheinen, als ob die Kaufmannschen Versuche Lorentz recht gäben. Kaufmann setzt für die elektrische Kraft, welche das Kondensatorfeld auf die Strahlen des Radiums ausübt, denselben Wert an, als ob die Elektronen ruhten; und es ließe sich leicht zeigen, daß bei Ansetzung einer anderen Kraft, welche noch eine Funktion der Geschwindigkeit der Elektronen wäre, eine Erklärung der Versuchsresultate angesichts der beschränkten Anzahl möglicher transversaler Massen nicht zu erzielen wäre. Wie sich aber zeigen läßt, führt die Anwendung unseres Prinzips der Relativbewegungen für den von Kaufmann realisierten Spezialfall zum selben Resultat. Durch diese überraschende Tatsache wird ein mächtiges Hindernis, welches sich der Relativität der Bewegungen entgegenstellen könnte, hinweggeräumt.

Man denke sich die beiden Kondensatorplatten von unendlicher Ausdehnung. Um dann die Wirkung sämtlicher an den Platten haftenden Elektronen und positiven Körperatome auf das sich bewegende Elektron zu finden, sind die Kräfte gemäß der durch Gleichung (1) gegebenen Vorschrift vektoriell zu addieren. Bewegt sich das Elektron unter einem beliebigen Winkel ε gegen die positive Platte des Kondensators, so wirkt gemäß (1) eine Kraft:

$$\mathfrak{P}_e = \int \mathfrak{F} \sigma v^2 dg = \frac{-4\pi\sigma v^2 q}{1 - \frac{u^2}{v^2}\sin^2\varepsilon} \left\{ \mathfrak{u}_1 \frac{u^2}{v^2} \sin\varepsilon + \mathfrak{g}_1 \right\}$$

wo σ die konstante Flächendichte der Kondensatorladung und $\mathfrak{g}_1$ eine auf der positiven Platte errichtete Einheitsnormale bedeutet. Bildet z. B. die Bewegungsrichtung einen Winkel von 30^0 mit der Platte, so wird:

$$P_e = 8\pi\sigma v^2 \frac{\sqrt{3+s^2}}{3+s} q$$

und der Winkel α, den F mit der Platte bildet, ist in diesem Falle:

$$\alpha = 30^0 + \arccos \frac{s}{\sqrt{3+s^2}} .$$

Ganz allgemein folgt aus dem Werte von $\mathfrak{P}_e$:

$$\alpha = \varepsilon + \arccos \frac{s \sin\varepsilon}{\sqrt{\cos^2\varepsilon + s^2 \sin^2\varepsilon}} .$$

Bewegt sich das Elektron parallel zu den Kondensatorplatten, d. h. ist $\varepsilon = 0$, so findet man denselben Wert für die Gesamtkraft wie für das ruhende Elektron, nämlich den Wert

$$4\pi\sigma v^2 q .$$

Dieses letztere Resultat läßt sich auch noch auf andere Weise ableiten. Bewegt sich nämlich der Kondensator parallel den Platten relativ zu einem dazwischen befindlichen Elektron, so kann wegen der durch Gleichung (1) bedingten Symmetrie der wirkenden Kraft — man bemerke, daß $\sin\gamma$ im Quadrat vorkommt — nur eine senkrecht zu den Platten gerichtete elektrische Feldintensität bestehen. Nun hat die normale Komponente der Feldintensität allgemein den Wert:

$$F_n = 4\pi\sigma v^2$$

und σ hat sich durch die Bewegung gemäß den obigen Ausführungen nicht geändert und deshalb ist auch F unverändert geblieben. Nach der Lorentzschen Theorie ist die Richtung und Größe der auf das Elektron wirkenden Kraft von der Bewegungsrichtung und der Geschwindigkeit unabhängig und gleich $-4\pi\sigma v^2 \mathfrak{g}_1 q$. Durch die angegebenen Formeln läßt sich also zwischen Ätherhypothese und Relativitätsprinzip unterscheiden. Es bedarf

[illegible] einer Modifikation der Kaufmannschen Versuche.

Wir wenden uns nun zu einem zweiten Spezialfalle. Es bewege sich ein Magnetpol von der Stärke 1 relativ zu einem Elektron. Setzt man dann in den Gleichungen (1) und (2) $\mathfrak{H} = 0$, so findet man nach leichter Rechnung für die wirkende ponderomotorische Kraft:

$$\mathfrak{P}_m = -q\mathfrak{F}_m = [\mathfrak{r}_1 \mathfrak{u}] \frac{sq}{r^2\left(1-\frac{u^2}{c^2}\sin^2\gamma\right)^{3/2}} \qquad (2)$$

Von besonderem Interesse ist der Fall, wo ein gleichförmiges Magnetfeld sich relativ zu einem Elektron bewegt, oder was dasselbe bedeutet, wenn ein Elektron sich in einem gleichförmigen Magnetfelde bewegt. Das Feld sei z. B. durch die ebenen, parallelen Polflächen eines ringförmigen Elektromagneten begrenzt. Dann kann man sich das Feld durch ideale positive und negative Belegungen von freiem Magnetismus erzeugt denken. Bezeichnet man mit σ_m die konstante Flächendichte des Magnetismus, so wirkt jedes Flächenelement gemäß Gleichung (2) auf das Elektron mit einer Kraft

$$d\mathfrak{P}_m = [\mathfrak{r}_1 \mathfrak{u}] \frac{sq\sigma_m}{r^2\left(1-\frac{u^2}{c^2}\sin^2\gamma\right)^{3/2}}\,dg.$$

Bei der Integration ist nach dem Elektron von jedem Flächenelement dg der Radiusvektor $\mathfrak{r}$ zu ziehen und die so gewonnenen Kraftelemente sind dann zu addieren. Bildet die Bewegungsrichtung einen beliebigen Winkel ε mit der Platte der positiven Belegung, so ergibt sich die gesamte auf das Elektron wirkende Kraft zu:

$$\mathfrak{P}_m = -\frac{4\pi q\sigma_m}{1-\frac{u^2}{c^2}\sin^2\varepsilon}\left[\mathfrak{g}_1 \mathfrak{u}\right]$$

Auch hier fällt die Abweichung vom Lorentzschen Ausdruck auf.

Bildet die Bewegungsrichtung einen Winkel von 30° mit der positiv belegten Platte, so wirkt das gleichförmige Feld mit einer Kraft:

$$P_m = 8\pi q\sigma_m u\sqrt{\frac{3}{3-s}}$$

auf das Elektron. Dieser Ausdruck ist, ähnlich wie der oben für die Wirkung des Kondensatorfeldes abgeleitete, durch eine Modifikation der Kaufmannschen Experimente prüfbar. Bewegt sich das Elektron parallel zu den Platten des Elektromagneten, so wird $\sin\varepsilon$ null und die Kraft wird

$$P_m = 4\pi\sigma_m u q.$$

Dieser Ausdruck läßt sich auch schreiben:

$$qHu,$$

d. h. **in diesem Spezialfall ergibt sich dieselbe Kraft wie bei der Lorentzschen Theorie.**

Es ist noch erwähnenswert, daß der sich bewegende Ringmagnet auf einen ruhenden Einheitspol mit der Kraft

$$H = 4\pi\sigma_m \frac{\sqrt{\cos^2\varepsilon + s^2\sin^2\varepsilon}}{1-\frac{u^2}{c^2}\sin^2\varepsilon}$$

wirkt.

Die Symmetrie der Ausdrücke für $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{F}$ gestattet nämlich ohne weiteres, die Kraft anzugeben, welche zwei fingierte, in relativer Bewegung zueinander begriffene Magnetpole von der Stärke 1 aufeinander ausüben. Man findet leicht:

$$\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{r}_1}{r^2}\cdot\frac{s}{\left(1-\frac{u^2}{c^2}\sin^2\gamma\right)^{3/2}}.$$

Die bisher angegebenen ponderomotorischen Kräfte beziehen sich auf Systeme, in welchen entweder nur $\mathfrak{F}_0$ oder $\mathfrak{H}_0$ vorhanden waren. Sind beide Vektoren gleichzeitig vorhanden, so setzt sich die gesamte ponderomotorische Kraft additiv aus zwei Beträgen zusammen, indem man den ersten Teil so berechnet, als ob $\mathfrak{H}_0$ nicht vorhanden wäre, und den zweiten Teil, als ob $\mathfrak{F}_0$ nicht vorhanden wäre.

Wendet man diese Vorschrift auf die Wechselwirkung zweier paralleler Kreisströme an, so ergibt sich das Ampèresche Analagon der magnetischen Doppelschichten. Die rein elektrischen Kräfte verschwinden nämlich im Gegensatz zur Lorentzschen Theorie in diesem Spezialfall.

§ 2. Es ist von wesentlicher Bedeutung, zu untersuchen, ob das Relativitätsprinzip gestattet, einen ähnlichen Ausdruck für die elektromagnetische Energie abzuleiten, wie Maxwell ihn erhalten hat. Infolge der Relativität der Werte von $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{H}$ könnte auch die Energie nur eine relative sein und die Lokalisierung der Energie fiele natürlich ganz fort. Mit anderen Worten, der Ausdruck für die Energie hat nur die Bedeutung eines rein mathematischen Äquivalentes. Transformiert man nun ganz in derselben Weise wie Lorentz, so erhält man unter Zuhilfenahme der Gleichungen I bis IV:

$$dt\int \mathfrak{F}\mathfrak{u}\rho\,d\tau = -\frac{1}{8\pi}\,d\int \mathfrak{H}^2\,d\tau - \frac{d}{8\pi c^2}\int \mathfrak{F}^2\,d\tau - \frac{dt}{4\pi}\int \mathfrak{F}\mathfrak{H}\,d\tau,$$

$d\tau$ bedeutet hier ein Volumelement.

Es ist ferner von Wichtigkeit, darauf hinzuweisen, daß die gesamte ponderomotorische Kraft, die auf die an der Materie haftenden Elektronen wirkt, sich so transformieren läßt,

daß man dafur den bekannten Ausdruck erhält:

$$\int \varrho \mathfrak{F} d\tau = -\frac{1}{4\pi v^2} \frac{d}{dt} \int [\mathfrak{F}\mathfrak{H}] d\tau.$$

Und hieraus lassen sich weiter in ganz analoger Weise, wie bei Lorentz, die elektromagnetischen Massen eines Elektrons für quasistationäre Bewegungen ableiten. Sind zwei Elektronen in relativer Bewegung zueinander begriffen, so ist es offenbar gleichgültig, welchem von den beiden ich die elektromagnetische Bewegungsgröße zuschreibe und daraus folgt, daß auch die Massen relativ sind. Da wir ein kugelförmiges starres Elektron zugrunde legen, so finden wir dieselben Formeln, welche M. Abraham dafür berechnet hat. Auf den Beweis soll hier nicht eingegangen werden. Er ergibt sich aus den obigen Formeln.

§ 3. Die angegebenen Gesetzmäßigkeiten gelten auch für die komplizierteren Wirkungen, welche von Aggregaten und Elektronen und Magnetonen herrühren. Diese Wirkungen werden durch Summierung der Einzelwirkungen erhalten. In der ponderablen Materie bedingen die Lagen und Bewegungszustände von unzähligen Elektronen die äußeren Wirkungen in so komplizierter Weise, daß man zur Erklärung der Wahrnehmungen zur Berechnung von Mittelwerten gezwungen ist. Man gelangt zu ganz analogen Ausdrücken wie sie Lorentz erhalten hat. Und es ist von Interesse, daß auch in den bekannten Fällen des Röntgenstromes und des Fizeauschen Versuchs mit dem strömenden Wasser dieselben Werte erhalten werden, wie auf Grund der Lorentzschen Theorie. Bei dem ersteren Versuch berechnet man nach Gleichung (1) und (2) die Kraftwirkung, welche die an der dielektrischen Platte haftenden, die freien Ladungen darstellenden, bewegten Elektronen auf einen Magnetpol ausüben. Vernachlässigt man dann $\frac{u^2}{v^2}$ gegen 1, so erhält man den von Eichenwald verifizierten Ausdruck.

Bonn a. Rh., Physik. Institut den 4. 7. 06.

(Eingegangen 6. Juli 1906.)

Über den Ionisationsbereich der α-Strahlen des Aktiniums.

Von O. Hahn.

In früheren Mitteilungen[1]) habe ich über die Methoden berichtet, den Ionisationsbereich in Luft für die verschiedenen α-Strahlen des Thoriums zu bestimmen. Die vorliegende Mitteilung enthält eine ähnliche Untersuchung über den Bereich der α-Strahlen der verschiedenen Aktiniumprodukte.

Abgesehen von der theoretischen Wichtigkeit der Bestimmung des Ionisierungsbereichs für jedes der verschiedenen Produkte, habe ich diese Untersuchungen auch dadurch von Wert gefunden, daß sie einen Einblick geben in die radioaktiven Veränderungen, die in dem neuen Produkte Radioaktinium[1]) vor sich gehen.

Die vorliegende Mitteilung gibt also einen Bericht über den Ionisationsbereich der α-Partikeln von folgenden Produkten:

1. Aktiver Beschlag,
2. Aktinium X,
3. Radioaktinium,
4. Aktiniumemanation.

(Ich wähle diese merkwürdige Reihenfolge lediglich aus Zweckmäßigkeitsgründen.)

Die für die Untersuchung zur Verfügung stehenden Präparate waren einerseits Aktinium (Emanium) von Giesel, Aktivität etwa 300, das mir von Prof. Rutherford zur Verfügung gestellt war; andererseits Aktinium von Debierne, Aktivität etwa 700, das mir von Sir William Ramsay gütigerweise geliehen worden war.

Die experimentelle Anordnung war dieselbe, wie ich sie beim Thorium verwandt habe, und ähnlich der, wie sie vorher von Bragg und Kleeman angewendet wurde bei ihrer Untersuchung über den Ionisationsbereich der α-Strahlen der verschiedenen Radiumprodukte.

Es ist daher wohl nicht mehr nötig, die Einzelheiten des Apparates und der Methode zu beschreiben.

Wie ich in meiner letzten Mitteilung ausgeführt habe, bestand bei der Untersuchung der Ionisation der Thoriumprodukte die Hauptschwierigkeit in dem starken Emanationsvermögen, das alle Thorium X enthaltenden Präparate besitzen. Um die von der α-Wirkung der Emanation herrührenden Störungen so weit als möglich zu vermeiden, war das aktive Präparat in einen Trichter gebracht und durch diesen Trichter ein konstanter Luftstrom gesandt worden, der die Emanation mit sich fortnehmen sollte. Für eine einigermaßen beträchtliche Entfernung des aktiven Präparates von der Meßkammer hatte diese Anordnung zur Zufriedenheit gearbeitet; für geringe Entfernungen dagegen konnten Störungen nicht vermieden werden. In einigen Fällen war das aktive Präparat mittels einer dünnen Glimmerplatte luftdicht abgedeckt worden, wodurch ein Entweichen der Emanation in die umgebende Luft verhindert wurde.

Beim Aktinium sind die Störungen, die von der Emanation herrühren, noch größer, ob-

1) Diese Zeitschr. 7, 412, 456, 1906.

1) O. Hahn, Berl. Ber. 1906, S. 605.

gleich die verwandten Präparate wohl durchschnittlich schwächer aktiv waren, als die Radiothoriumpräparate. Es rührt dies von dem so schnellen Zerfall der Aktiniumemanation her (halber Wert in 3,7 Sek.), die zum weitaus größten Teil ihre Umsetzung erfahren hat, bevor sie noch von einem sehr kräftigen Luftstrom mitgerissen werden kann. Die Wirkung der α-Strahlen ist also in diesem Falle viel stärker, und Störungen durch die Emanation werden daher immer beobachtet. Der einzige Weg, diese Schwierigkeit zu umgehen, besteht darin, daß man die emanierende Substanz mit einem Glimmerschirm luftdicht abschließt und dessen Hemmungskraft für die α-Strahlen später durch einen besonderen Versuch bestimmt.

Ionisationskurve der α-Strahlen des aktiven Beschlags von Aktinium.

Es war von besonderem Interesse, die Ionisationskurve der α-Partikeln des aktiven Beschlags von Aktinium aufzunehmen, da die Versuche mit dem aktiven Beschlag des Thoriums[1]) einwandfrei gezeigt hatten, daß dieser aus zwei wohl charakterisierten α-Strahlenprodukten bestand, während man bis dahin nur eines vermutet hatte.

Die Untersuchung des aktiven Beschlags von Aktinium bietet keine der oben erwähnten Schwierigkeiten, da er leicht in reinem Zustande und in äußerst feiner Schicht erhalten werden kann.

Der aktive Beschlag wurde an einem etwa 1 cm langen dünnen Kupferdraht gesammelt, indem man den Draht als einzigen negativ geladenen Körper der Emanation einer möglichst beträchtlichen Menge von Aktinium aussetzte. Die Messungen der Ionisation wurden etwa 10 bis 15 Minuten nach Unterbrechung der Expositionszeit begonnen.

Nach dieser Zeit folgt die Abnahme der Aktivität des aktiven Beschlags nahezu einem Exponentialgesetz mit der Periode von 36 Min. Die zu den verschiedenen Zeiten während der Messung beobachteten Stromstärken hatten daher für diese Abnahme der Aktivität eine Korrektur zu erfahren. Diese wurde sehr einfach durch Extrapolation aus der bekannten Abfallskurve des aktiven Beschlags ermittelt.

Die Aktivität des Drahtes war schon zu Beginn des Versuchs nicht sehr stark, und da sie während des Versuchs auch noch so schnell abnimmt, so konnte man mit einem Draht nur ungefähr die Hälfte der Ionisationskurve mit hinreichender Genauigkeit aufnehmen, während dann der Draht zu schwach aktiv wurde. Zur Vervollständigung der Kurve mußte ein zweiter Draht verwandt werden. Die beiden Kurvenhälften werden dann an korrespondierenden Punkten aneinander gefügt und ergaben dann die ganze Ionisationskurve mit größerer Genauigkeit. Figur 1 gibt die Kurve, wie sie auf diesem Wege für den aktiven Beschlag von Aktinium erhalten wurde.

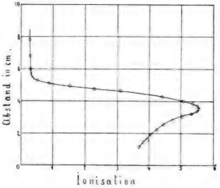


Fig. 1.

Aus der Form der Kurve ersieht man deutlich, daß sie die Kurve für ein einheitliches α-Strahlenprodukt vorstellt. Die Ionisation durch α-Strahlen beginnt bei einer Entfernung von 5,50 cm, nimmt sehr schnell zu, erreicht ein Maximum bei etwa 3,6 cm und nimmt dann mit abnehmender Entfernung von der Strahlenquelle allmählich ab. Die Kurve wurde aufgenommen bis zu einer Entfernung von 1 cm zwischen der Meßkammer und dem aktiven Draht, und es ist durchaus unwahrscheinlich, daß noch eine neue Gruppe von α-Partikeln unter 1 cm in die Ionisationskammer eintreten könnte.

Es ist hieraus zu schließen, daß der aktive Beschlag des Aktiniums eine einheitliche Sorte von α-Strahlen aussendet, die die Fähigkeit haben, die Luft bis zu einer Entfernung von 5,50 cm zu ionisieren.

Da der aktive Beschlag des Thoriums zwei verschiedene Sorten von α-Partikeln aussendet, so sehen wir hier einen interessanten Unterschied in der Art des Atomzerfalls von Thorium und Aktinium.

Ionisationskurve der α-Strahlen von Aktinium X.

Die Bestimmung des genauen Ionisationsbereichs der α-Strahlen, die vom Aktinium X ausgesandt werden, bietet wegen seiner beständigen Emanationsabgabe große Schwierigkeiten.

1) Diese Zeitschr. 7, 412, 1906.

Digitized by Google

Das Aktinium X wurde nach derselben bekannten Methode hergestellt, wie ich sie in meiner früheren Mitteilung für die Abscheidung des Thorium X beschrieben. Wenn man eine Aktiniumlösung mit Ammoniak fällt, so kommt der Niederschlag nicht gleich vollständig heraus. Das anfangs klare Filtrat scheidet allmählich noch eine weitere Portion aus, und diese Abscheidung kann unter Umständen recht lange Zeit in Anspruch nehmen. Für die vorliegende Untersuchung war eine sehr dünne Schicht von Aktinium X erforderlich, es war daher für ein klarbleibendes Filtrat Sorge zu tragen. Außerdem hat man sich möglichst reiner Chemikalien zu bedienen, und es ist überhaupt ratsam, so wenig als möglich Flüssigkeit zu verwenden.

Das Aktinium X wurde auf einem flachen Platindeckel eingedampft und dann zur Entfernung der Ammoniumsalze kurze Zeit stark erhitzt. Hierbei wird auch der aktive Beschlag entfernt, aber da er von der Emanation so sehr schnell wieder regeneriert wird, so ist es schwer, eine Ionisationskurve für Aktinium X allein zu bekommen. Etwas Aktinium B würde immer anwesend sein.

Weiter unten werden wir aber sehen, daß der Ionisationsbereich der α-Partikeln von Aktinium X größer ist als der von Aktinium B und der Emanation; die Gegenwart der beiden letzteren bedeutet also für die Bestimmung des Maximalbereichs der α-Partikeln von Aktinium X keine Störung.

Bei den ersten Versuchen zur genauen Bestimmung dieses Maximalbereichs stieß ich auf große Schwierigkeiten. Selbst auf eine Entfernung von über 8 cm wurde eine geringe, von α-Strahlen herrührende Ionisation beobachtet. Die erste Vermutung war daher die, daß geringe Mengen von Thorium X und daher auch Thorium C anwesend wären, die diesen ersten Effekt ausmachen würden. Schließlich wurde aber erkannt, daß diese Wirkung nur von der Gegenwart der Aktiniumemanation herrührte, die sich eben so schnell umsetzt, daß sie auch durch den starken Luftstrom nicht beseitigt wurde.

Um genaue Resultate zu bekommen, ergab sich die Notwendigkeit, das Aktinium X luftdicht mit einer dünnen Glimmerplatte zu bedecken. Die Platte wurde direkt auf den Boden des aktiven Platindeckels angewachst, und die geringe Spur von Aktinium X, die an den Seitenwandungen des Deckels haftete, mit Zinnfolie bedeckt, um ein Entweichen der der α-Partikeln von der Wand zu verhindern. Aber auch in diesem Falle kam eine geringe Menge von Emanation durch die Zinnfolie in die umgebende Luft.

Ein besonderer Versuch mit Thorium C zeigte, daß die Glimmerplatte in ihrer Hemmungskraft 1,20 cm Luft entsprach. In den Kurven der Fig. 2 ist die diesem Betrag entsprechende Korrektion schon angebracht, so daß die Figur den tatsächlichen Bereich der α-Partikeln angibt.

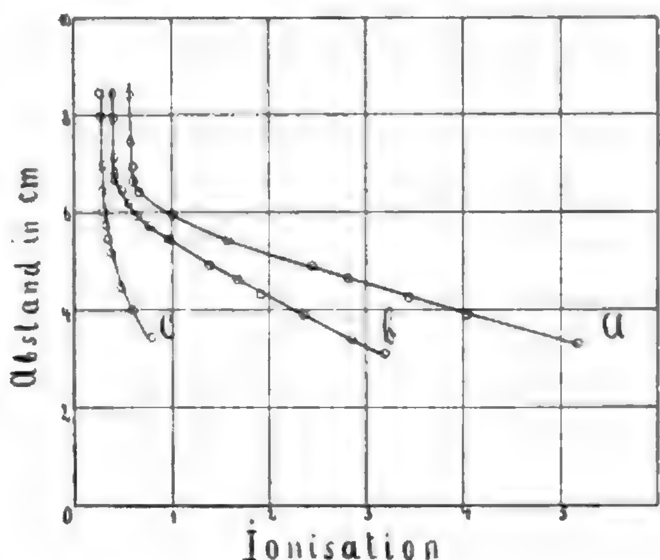


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt die für das Aktinium X erhaltenen Kurven.

Kurve a ist die Kurve für ein frisch hergestelltes Präparat.

Kurve b zeigt die Kurve, als das Präparat 15 Tage alt war.

Kurve c zeigt die Kurve, als das Präparat 42 Tage alt war.

Die von α-Strahlen herrührende Ionisation beginnt bei etwa 6,55 cm. Diese Zahl ist das Mittel aus mehreren Versuchen und ist wahrscheinlich innerhalb 1 mm genau. Die Ionisationskurven für die verschiedenen Zeitintervalle sind angeführt, um zu zeigen, daß tatsächlich Aktinium X vorlag, dessen Aktivität, wie Godlewski gezeigt hat, in 10 Tagen auf den halben Wert zerfällt.

Wegen der Verwendung der Glimmerplatte ist es nicht möglich, die Ionisationskurve näher zu der Strahlenquelle hin aufzunehmen, als es in der Figur geschehen ist. Die Anwesenheit der Emanation und des Aktiniums B bringen, wie schon oben angeführt, in die Bestimmung des Maximalbereichs der α-Partikeln von Aktinium X keinen Fehler. Die Abwesenheit von wohlcharakterisierten Knicken in der Figur war zu erwarten, da, wie wir sehen werden, die α-Partikeln der Emanation und des Aktiniums B ungefähr denselben Durchdringungsbereich haben, und das zur Verwendung gelangende Strahlenbündel nicht sehr eng war.

Das Resultat zeigt uns also, daß der Ioni-

sationsbereich der α-Partikeln von Aktinium X für Luft etwa 6,55 cm beträgt.

Ionisationskurve der α-Strahlen von Radioaktinium.

Die Stellung dieses Produkts in der Desintegrationsreihe ist zwischen Aktinium und Aktinium X; es entsteht aus ersterem und zerfällt in das letztere und die dann folgenden Produkte.

Radioaktinium sendet α-Strahlen aus und zerfällt auf den halben Wert in etwa 20 Tagen.[1]) Ein eingehenderer Bericht über die Eigenschaften des neuen Produkts soll in einer anderen Mitteilung folgen, aber es ist hier von Interesse, zu zeigen, wie die Aufnahme der Ionisationskurven für dieses Produkt zu verschiedenen Zeiten nach seiner Herstellung auf seine Stellung in der Transformationsreihe des Aktiniums Licht wirft.

Das für die vorliegende Untersuchung benutzte Radioaktinium wurde auf verschiedenen Wegen hergestellt, aber am bequemsten stellte sich die heraus, die der Trennung des Radiothoriums von seinen Produkten durchaus entsprach.

Zur vollständigen Entfernung des Aktinium X wurde die Aktiniumlösung nacheinander fünfmal mit Ammoniak gefällt.

Ganz wie im Falle des Radiothoriums werden auch hier die letzten Fällungen nur noch unvollständig ausgeführt. Es wird also nur noch so viel Ammoniak zugefügt, daß immer nur ein kleiner Teil des mit Ammoniak fällbaren Produkts tatsächlich ausgefällt wird. Dadurch werden die Mengen gefällten Produkts sehr schnell kleiner und das Aktinium selbst bleibt zum größten Teil in Lösung.

Das Radioaktinium kommt zum großen Maße immer in den ersten Niederschlag, und seine allmähliche Trennung vom Aktinium wird erreicht. Natürlich kann man das nicht gleich sehen, aber die elektroskopische Untersuchung zeigt, daß der Prozeß tatsächlich so ausgeführt werden kann. Auf diesem Wege der fraktionierten Fällung ist es nicht schwer, eine Schicht Material zu erhalten, die zur Aufnahme der Ionisierungskurve hinreichend dünn und dennoch genügend aktiv ist.

Fig. 3 gibt die Kurve für Radioaktinium allein, frei von Aktinium X und dem aktiven Beschlag. Die Aktivität des Präparats war nicht sehr groß, daher sind die Abszissen nicht in der für die übrigen Figuren verwandten Einheit aufgezeichnet, sondern mit 2,5 multipliziert.

1) Die oben angegebene Periode von 20 Tagen ist nur annähernd richtig und wahrscheinlich etwas zu hoch. Für den vorliegenden Zweck wäre eine exaktere Bestimmung der Periode ohne Wichtigkeit; sie soll natürlich noch ausgeführt werden.

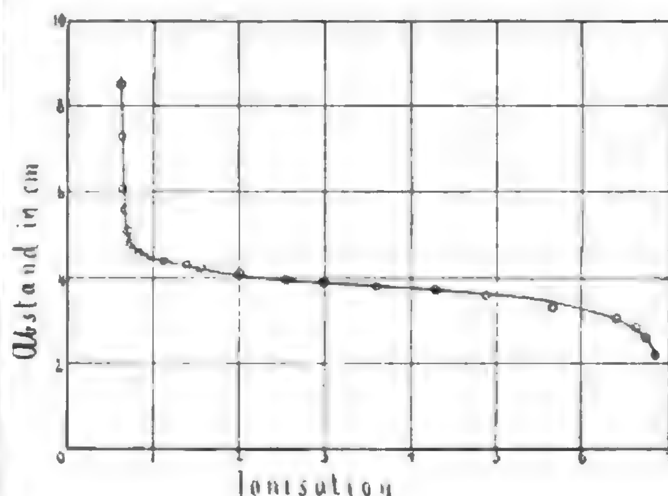


Fig. 3.

Man sieht, die Kurve bietet die charakteristischen Merkmale, wie man sie für einen dünnen Film eines einheitlichen α-Strahlenprodukts erwartet.

Der Maximaldurchdringungsbereich für die α-Strahlen ist 4,8 cm, und dieser Wert ist wahrscheinlich innerhalb eines halben Millimeters genau.

Radioaktinium nimmt zunächst an Aktivität zu, da es Aktinium X und die dann folgenden Produkte bildet. Man sollte daher auch aus den Ionisationskurven das Erscheinen der übrigen Produkte verfolgen können. Und das ist tatsächlich der Fall.

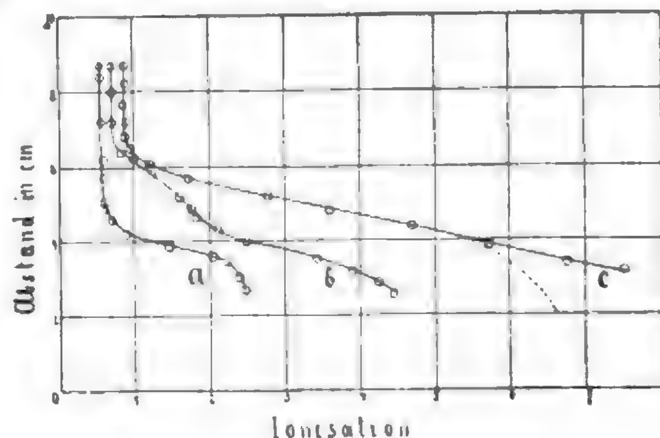


Fig. 4.

Die Kurven b und c der Figur 4 wurden 4 bezw. 21 Tage nach der Herstellung des Präparats aufgenommen. Die Kurve a zeigt die normale Kurve für Radioaktinium selbst im selben Maße gezeichnet unmittelbar nach seiner Herstellung.

Man erkennt aus den Kurven b und c, daß hier die von α-Strahlen herrührende Ionisierung schon bei einer Entfernung von ungefähr 6,6 cm beginnt. Diese rührt von den α-Partikeln des frisch entstandenen Aktinium X her, von dem

wir weiter oben sahen, daß seine α-Strahlen einen Penetrationsbereich von 6,55 cm haben.

Nach vier Tagen ist noch nicht das Gleichgewicht zwischen dem Radioaktinium und dem Aktinium X erreicht; die Kurve *b* zeigt also noch nicht genügend Aktinium X, um den Eintritt der α-Partikeln des Radioaktiniums bei 4,8 cm zu verschleiern; wir sehen noch einen undeutlichen Knick. Nach 20 Tagen ist Gleichgewicht hergestellt und die Maximalaktivität erreicht. Die zu dieser Zeit aufgenommene Kurve *c* ist regelmäßiger, denn Aktinium X und seine folgenden α-Produkte, darunter die störende Emanation, sind in großer Menge vorhanden, irgendein ausgesprochener Knick in der Kurve ist nicht mehr zu sehen.

Die ausgesprochenen Störungen, die von der Emanation herrühren, lassen sich deutlich vor Augen führen durch Abänderung der Versuchsbedingungen. Der Satz von Messingröhren, jede 1,1 cm hoch, wurde entfernt und ein anderer von der Höhe 0,4 cm wurde aufgesetzt. Ich habe früher mitgeteilt, daß diese Röhren dazu dienen, ein möglichst enges und vertikales Strahlenbündel zu erzielen. In dem Falle, wo die Röhren nur 0,4 cm hoch sind, kann die Luft besser an das Präparat herankommen und einen größeren Teil der Emanation mitnehmen, bevor sie zersetzt ist. Der untere Teil der Kurve, die also mit diesem Satz von Röhren erhalten wurde, zeigt eine deutliche Biegung nach unten, sich so den Kurven für nicht emanierende Produkte nähernd.

In einem anderen Versuch wurde der Luftstrom überhaupt unterbrochen, die ganze Emanation kann nun aufwärts diffundieren und gibt die größtmöglichen Störungen.

Die so erhaltene Kurve zeigt nun nahe an der Strahlenquelle eine Neigung nach oben statt nach unten, gibt also das entgegengesetzte Bild, das sie unter nicht störenden Verhältnissen zeigen würde. Figuren hierfür sind nicht gezeichnet.

Vielleicht hätte man noch bessere Kurven erhalten, wenn es möglich gewesen wäre, Löcher durch den mit der aktiven Substanz bedeckten Porzellantiegel zu bohren, was eine direktere Einwirkung der Luft auf die Substanz ermöglicht hätte. Experimentelle Schwierigkeiten stehen dem entgegen.

Die Kurven in Fig. 4 lassen nicht erkennen, ob das verwandte Radioaktiniumpräparat frei von Aktinium war oder nicht. Da letzteres nämlich keine α-Strahlen aussendet, so würde es die Kurve nicht beeinflussen. Das läßt sich aber auf anderem Wege erkennen. Die Aktivität des Radioaktiniums und seiner Produkte, nachdem es nach etwa 20 Tagen ein Maximum erreicht hat, fängt dann an abzufallen und folgt schließlich einem Exponentialgesetz mit der Periode von etwa 20 Tagen. Wenn Aktinium selbst in normaler Menge anwesend ist, so fällt die Aktivität nicht ab, sondern bleibt auf ihrem Maximalwert stehen. Ist etwas Aktinium vorhanden, so fällt die Aktivität zwar etwas ab, erreicht aber nach einiger Zeit einen Gleichgewichtszustand, der nur von der Menge des vorhandenen Aktiniums abhängt. Dies ist augenscheinlich, da ja das Aktinium das Radioaktinium und die folgenden Produkte bildet.

Wir sehen nun in der Kurve 5, daß kein nennenswerter Betrag von Aktinium in unserem Radioaktiniumpräparat hat sein können.

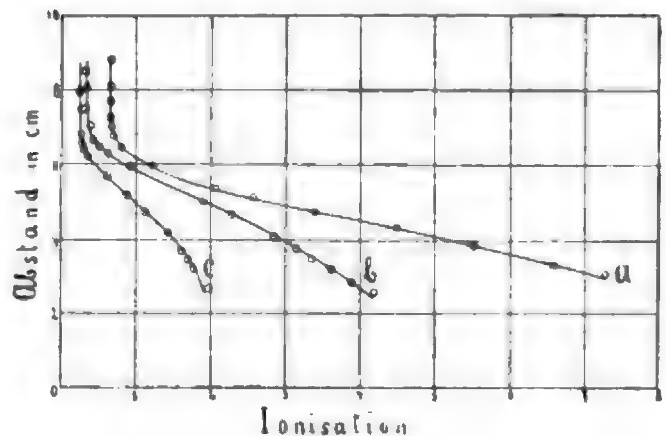


Fig. 5.

Die Kurve *a* (Fig. 5) ist dieselbe wie die Kurve *c* der Fig. 4; sie stellt das Radioaktinium vor in seiner Maximalaktivität, wenn es im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten sich befindet. Die Kurven *b* und *c* wurden aufgenommen 39 und 71 Tage nach diesem Maximum. Man erkennt, daß die drei Kurven sehr ähnliche Gestalt haben, daß also die von jedem α-Produkt herrührende Aktivität im selben Maße abnimmt. Um die drei Kurven getrennt voneinander aufzuzeichnen, wurden die von den β-Strahlen und der natürlichen Aktivität des Gefäßes etc. herrrührenden vertikalen Teile der Kurven für die Kurve *a* etwas nach rechts, für *c* etwas nach links verschoben.

Die Kurve *c* zeigt keine starke Ionisation mehr und läßt sehr nahe den richtigen Maximalbereich der α-Strahlen des Aktinium X erkennen. Die Kurven *b* und besonders *a*, die noch von dem stärkeren Radioaktinium herrühren, zeigen einen Eintritt von α-Partikeln in die Meßkammer bei einer Entfernung etwas größer als 6,6 cm. Wiederum ist dies durch die Anwesenheit der Emanation zu erklären, deren Wirkung wir verschiedentlich diskutiert haben.

Die drei Kurven der Fig. 5, die den Zerfall des Radioaktiniums erkennen lassen, sind den Aktinium X-Kurven der Fig. 2 sehr ähnlich an äußerer Gestaltung. Der einzige Unter-

schied ist der, daß in der Fig. 5 noch die α-Strahlen des Radioaktiniums bei einer Entfernung von 4,8 cm sich den ubrigen α-Strahlen zugesellen. Die unter den gegebenen Bedingungen aufgenommenen Kurven lassen indes wohl kaum einen Unterschied erkennen. Eine auffallende Verschiedenheit zeigt sich hingegen in den Zeiten, während deren die Ionisation bei beiden Produkten abnimmt. Die Ionisation von Aktinium X nimmt exponential ab mit einer Periode von 10 Tagen; nach 50 Tagen ist kaum noch eine Wirkung zu erkennen. Die Ionisation des Radioaktiniums dagegen nimmt viel langsamer ab und ist nach zwei Monaten noch durchaus deutlich und stark zu erkennen.

Man hätte den Abfall des Radioaktiniumpräparats natürlich auch im gewöhnlichen Elektroskop messend verfolgen können, und das geschah auch, aber hierbei konnte man nicht sehen, ob die Aktivität aller Produkte im selben Maße abnähme; ob nach zwei Monaten noch Aktinium X da wäre usf. Kurz, die Ionisationskurven geben uns so ein wichtiges Mittel für die radioaktive Analyse an die Hand, sie zeigen uns, welche α-Produkte vorhanden sind und welche nicht.

Ionisationsbereich der α-Partikeln der Aktiniumemanation.

Die zur Bestimmung des Durchdringungsbereichs der α-Partikeln der Aktiniumemanation angewandte Methode war durchaus dieselbe, wie ich sie für die Emanation des Thoriums in meiner jüngsten Mitteilung[1]) beschrieben habe. Die Emanation wurde mit einem langsamen Luftstrom durch ein flaches Büchschen geleitet, dessen Deckel aus einem dünnen Glimmerplättchen bestand. Das Hemmungsäquivalent des Glimmers für Luft mußte in einem besonderen Versuche bestimmt werden, wie ebenfalls früher angegeben wurde. Ein kleiner verstellbarer Zinksulfidschirm befand sich senkrecht über dem Glimmer und konnte in jede beliebige Entfernung zu ihm gebracht werden. Der Punkt, bei dem die Szintillationen der α-Partikeln, die den Glimmer durchdrungen hatten, noch eben sichtbar waren, wurde angenommen als der Maximalpunkt, bei dem die α-Partikeln tatsächlich noch Szintillieren hervorrufen.

1) l. c.

Ich habe schon früher hervorgehoben, daß dieser Maximalpunkt wohl nicht ganz an den Maximalbereich der α-Partikeln heranreicht, den man findet, wenn man sich der elektrischen Methode der Bestimmung bedient. Es fand sich etwa ein Unterschied von 0,3 cm, eine Zahl, die naturgemäß subjektiv ist und wohl bei verschiedenen Beobachtern verschieden sein kann. Nimmt man das Mittel aus verschiedenen Beobachtungen, die recht befriedigend untereinander stimmten, und bringt man die Korrektur an von 0,3 cm für die größere Empfindlichkeit der elektrischen Methode und 1,2 cm für das Hemmungsäquivalent des benutzten Glimmers zur Luft, so ergibt sich für die Entfernung, bei der die α-Partikeln der Aktiniumemanation aufhören, die Luft zu ionisieren, 5,8 cm. Diese Zahl mag in geringen Grenzen unkorrekt sein, denn aus den bei Gelegenheit der Bestimmung der Thoriumemanation angegebenen Gründen ist die ganz genaue Bestimmung der Szintillationsgrenze nicht leicht.

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über den Durchdringungsbereich der verschiedenen α-Strahlenprodukte des Aktiniums. Zur Vervollständigung und zum Vergleiche füge ich die Zahlen für die verschiedenen Thoriumprodukte bei, wie ich sie in meiner letzten Mitteilung angab, und ebenso bringe ich die von Bragg und Kleeman bestimmten Zahlen für die Radiumprodukte.

Mit Ausnahme der α-Strahlen des Uraniums ist somit der genaue Ionisationsbereich der α-Strahlen sämtlicher Radioelemente bestimmt.

Tabelle 1.

Produkt	Bereich der α-Partikeln in Luft bei Atmosphärendruck u. Temperatur[1])	Produkt	Bereich der α-Partikeln in Luft bei Atmosphärendruck und Temperatur	Produkt	Bereich der α-Partikeln in Luft bei Atmosphärendruck und Temperatur
Radioaktinium	4,8 cm	Radiothorium	3,9 cm	Radium	3,50 cm
Aktinium X	6,55 „	Thorium X	5,7 „	Emanation	4,33 „
Emanation	5,8 „	Emanation	5,5 „	Radium A	4,83 „
Aktinium F	5,50 „	Thorium B	5,0 „	Radium C	7,06 „
		Thorium C	8,6 „	Radium F[2])	3,86 „

1) Der Druck und die Temperatur während dieser Untersuchung änderten sich nicht in solchem Maße, daß dadurch Differenzen in dem Bereich der α-Partikeln konstatiert werden konnten.
2) Nach M. Levin, Americ. Journ. of Science, Juli 1906.

Man sieht aus der Tabelle, daß der Bereich der α-Partikeln der Thoriumprodukte in größeren Grenzen wechselt, als der für die Radiumprodukte, und dieser wieder mehr als der für die Aktiniumprodukte. So ist z. B. der größte Unterschied im Durchdringungsvermögen der Thorium α-Produkte 4,7 cm, für die Radiumprodukte ist er 3,56 cm und für die des Aktiniums nur 1,75 cm.

Eine sehr interessante Beziehung zeigt uns ein Vergleich des Ionisationsbereichs der α-Partikeln von Thorium und Aktinium. In der folgenden Tabelle (Tabelle 2) sind die verschiedenen Produkte nach der Größe des Durchdringungsbereichs ihrer α-Partikeln angeordnet, also, daß jedes folgende Produkt einen weiteren Durchdringungsbereich für seine α-Strahlen hat, als das vorhergehende.

Tabelle 2.

Bereich der α-Partikeln cm	Produkt	Bereich der α-Partikeln cm	Produkt
4,8	Radioaktinium	3,9	Radiothorium
5,50	Aktinium *B*	5,0	Thorium *B*
5,8	Akt.-Emanation	5,5	Th.-Emanation
6,55	Aktinium *X*	5,7	Thorium *X*
		8,6	Thorium *C*

Man sieht hier deutlich, daß jedes korrespondierende Produkt des Aktiniums und Thoriums in der Tabelle tatsächlich den gleichen Platz einnimmt. Der einzige Unterschied ist der, daß wir im Aktinium keinerlei dem Thorium *C* entsprechenden Körper vorfinden.

Die Ähnlichkeit in der Natur der Zerfallsprodukte der beiden Elemente Thorium und Aktinium ist schon oft hervorgehoben worden und auch diese neue hier gefundene Übereinstimmung ist wahrscheinlich nicht nur zufällig, und läßt vermuten, daß in der Art des Atomzerfalls dieser beiden Körper eine sehr nahe Beziehung zu herrschen scheint.

Wiederum möchte ich Herrn Professor Rutherford meinen Dank aussprechen für das dauernde Interesse, das er an dieser Arbeit nahm, und so manchen gütigen Rat, den ich von ihm erhielt.

Physikalisches Institut der Mc. Gill-Universität Montreal (Kanada), 5. Juli 1906.

(Eingegangen 7. Juli 1906.)

Über die Einwirkung von Radiumemanation auf den menschlichen Körper.

Von S. Loewenthal.

Bei meinen Versuchen handelte es sich um die Feststellung, ob geringe Mengen von Emanation irgendeine erkennbare konstante Reaktion im gesunden oder kranken menschlichen Körper hervorzurufen vermögen. Hierzu sollten bestimmte Mengen Emanation den Versuchspersonen auf verschiedenen Wegen einverleibt werden. Als Träger der Emanation diente Leitungswasser. Das mir von Herrn Prof. Giesel gütigst zur Verfügung gestellte, in Wasser unlösliche Radiumpräparat bestand in 1 g Radiumbaryumcarbonat entsprechend einem Gehalt von 0,3 mgr Radiumbromid. Dies Präparat wurde in einem kleinen Glasfläschchen, um Materialverluste zu vermeiden, mit Pergamentpapier abgeschlossen und in ein größeres Glasgefäß mit $^1/_4$ Liter Leitungswasser versenkt und luftdicht verschlossen gehalten. Die Bestimmung des jeweiligen Emanationsgehaltes geschah mittels des Elster-Geitelschen Elektroskops in folgender Weise. In einer Glasflasche von 2 Liter Inhalt wird 1 Liter Leitungswasser mit 1 ccm der zu prüfenden Flüssigkeit versetzt, mit der darüber stehenden Luft kräftig geschüttelt und 1 Stunde stehen gelassen. Um das ganze in die Luft des Gefäßes übergetretene Emanationsquantum in die Metallglocke des Elektroskops zu bringen, wird die Luft aus der Flasche mittels doppelt durchbohrten Gummistopfens durch nachfließendes Wasser aus einem zweiten Gefäß in die Metallglocke hineinverdrängt, nachdem in letzterer durch kräftiges Aussaugen Unterdruck erzeugt ist.

In der Folgezeit ergaben die Prüfungen des emanationshaltigen Wassers, je nach dem rascheren oder langsameren Verbrauch, einen durchschnittlichen Voltverlust von 1000—1500 Volt pro Stunde für 1 ccm.[1])

Von dieser Flüssigkeit wurden bestimmte Quantitäten den Versuchspersonen auf verschiedenen Wegen einverleibt. Um die zulässige, für den gesunden Menschen unschädliche Dosis festzustellen, ging ich von der von Elster und Geitel[2]) gefundenen Tatsache aus, daß sich im Körper von Personen, die viel mit Radium arbeiten, erhebliche Mengen von Emanation ansammeln, welche in der Ausatmungsluft und im Urin der Betreffenden nachweisbar ist.

Da die von den Autoren untersuchte Person (Prof. Giesel) trotz jahrelanger Aufnahme von Emanation anscheinend gesund geblieben war, so durfte die Einverleibung entsprechender Emanationsmengen für Gesunde als gefahrlos angesehen werden. Es mußte aber zunächst das ungefähre Verhältnis von aufgenommener und ausgeschiedener Emanation ermittelt werden.

Es ergab sich durch Versuche an mir selbst, daß wenigstens 10000 Einheiten = 10 ccm Ema-

1) Der Emanationsgehalt des verwendeten Leitungswassers (2—3 Voltverlust pro Stunde und Liter) konnte füglich vernachlässigt werden.

2) Diese Zeitschrift 5, 729, 1904.

nationswasser einverleibt werden mußten, um im Urin und in der Ausatmungsluft nachweisbar zu sein. Und zwar entspricht einer Aufnahme von 10000 Einheiten nach 1 Stunde eine Ausscheidung von 14,2 Einheiten pro Liter Urin.[1])

Irgendwelche subjektiven oder objektiven Störungen traten infolge des Versuchs weder bei mir noch an anderen gesunden Versuchspersonen ein. Ebensowenig ließen sich Schädigungen an Kaninchen nachweisen, denen 1 ccm des betreffenden Wassers in die Ohrvene eingespritzt wurde. Ferner wurden 3 Katzen im Alter von 2 Monaten täglich mit je 5 ccm des Emanationswassers gefüttert; nach 3 wöchentlicher Fütterung waren sie im Aussehen und Wachstum den Kontrolltieren gleichgeblieben.

Nach allen diesen Vorversuchen durfte also die wiederholte Aufnahme von 10000 Einheiten für den Gesunden als unschädlich gelten.

Andersartig verliefen die Versuche am kranken Menschen. Mit Rücksicht auf die spezifische Wirkung der Thermalquellen bei gewissen chronischen Gelenk- und sonstigen Leiden wurden zunächst gleichartige Versuche an Fällen von sogen. chronischem Gelenkrheumatismus angestellt und zwar nur an solchen Kranken, deren Zustand seit längerer Zeit als annähernd gleichmäßig, stationär, mir bekannt war.

In 11 untersuchten Fällen dieser Erkrankung traten am Tage der Einverleibung von 10000 Einheiten des Emanationswassers oder am nächsten Tage ausnahmslos vermehrte Schmerzen in den früher erkrankten Körperstellen auf; zum Teil auch von Anschwellungen der Gelenke sowie den sonstigen Zeichen einer mehr oder minder starken Entzündung der Gelenke begleitet.

Diese konstante Reaktion bei chronischem Gelenkrheumatismus erinnert außerordentlich an die Bäderreaktion, die bekanntermaßen in den Thermalbadeorten auftritt und von den Badeärzten wie vom Badepublikum selbst als ein günstiges, der Heilung vorausgehendes Zeichen gedeutet wird. Die Richtigkeit der letzteren Deutung mag dahingestellt bleiben. Die Ähnlichkeit beider Arten von Reaktion wird noch auffallender, wenn das Emanationswasser den gewöhnlichen indifferenten Bädern zugesetzt wird, wobei in den geschilderten Krankheitsfällen genau die gleiche Reaktion auftrat.

Es war hierbei weiter zu untersuchen, auf welchem Wege die Emanation im Bade aufgenommen worden war, ob durch Einatmung oder durch die äußere Haut. Dies entschied folgende Versuchsreihe: Der eine von den angeführten Kranken bekommt die charakteristische Reaktion, wenn er Emanation aus einer Glasflasche mit doppelt durchbohrtem Glasstöpsel einatmet; der Urin enthält Emanation. Derselbe Kranke zeigt keine Reaktion und sein Urin keinen Emanationsgehalt, wenn er eine Stunde lang in einer feuchten „Packung" zubringt, die mit 100 ccm Emanationswasser getränkt ist, die aber nur den Körper mit Ausschluß des Kopfes umgibt und am Halse so abgedichtet ist, daß eine gleichzeitige Einatmung durch Mund und Nase nicht erfolgen kann. —

Es geht aus diesen Versuchen hervor, daß, wenigstens für die Bäder mit Emanationszusatz, die Aufnahme der letzteren vorwiegend oder ausschließlich durch die Lungenatmung, nicht aber durch die äußere Haut geschieht, was ja mit den bekannten Tatsachen bezüglich der gasförmigen Eigenschaften der Emanation und bezüglich der Undurchlässigkeit der Haut für im Wasser gelöste Gase übereinstimmt.

Die vorstehenden Beobachtungen dürften sich für die Bäderkunde nach mehreren Richtungen als wichtig erweisen — vorausgesetzt, daß die Identität beider Arten von „Reaktion" sich bei vielfältiger Beobachtung mehr und mehr der Gewißheit nähert. Und zwar dürften sie neben der bisherigen, fast rein empirischen Anwendung der Thermalwässer zu einer mehr rationellen derselben führen; andererseits erwächst aber auch die Möglichkeit, durch genaue Dosierung des Emanationswassers am Krankenbett auf dem Wege des Experimentes dem Verständnis dieses eigenartigen biologischen Reizvorganges näherzukommen.

Braunschweig, den 25. Juni 1906.

(Eingegangen 5. Juli 1906.)

1) Bei Prof. Giesel fanden sich als entsprechende relative Zahlen, in der Ausatmungsluft 25,4 V. v. p. h., im Urin (200 ccm) 59,0 V. v. p. h. (l. c.).

Spektroskopische Beobachtungen über die Reflexion und Zerstreuung von Kanalstrahlen.[1])

Von W. Hermann und S. Kinoshita.

Der von J. Stark entdeckte Doppler-Effekt an Kanalstrahlen[2]) zeigt, daß die Kanalstrahlen

1) Anmerkung bei der Korrektur. Kürzlich haben Ch. Füchtbauer (diese Zeitschr. 7, 153, 1906) und L. W. Austin (Bull. Bur. Stand. 1, 430, 1905) die Reflexion der Kanalstrahlen auf anderem Wege aufgefunden. Diese Mitteilungen sind den Verfassern erst nach Abschluß der vorliegenden Untersuchung bekannt geworden.

2) J. Stark, diese Zeitschr. 6, 892, 1905.

jedenfalls zum Teil aus positiv geladenen Atomionen bestehen und gibt zugleich über dieselben in mehrfacher Hinsicht genauere Auskunft. Mit Hilfe dieses Effektes läßt sich feststellen, welches Licht die Kanalstrahlionen aussenden, welchen Elementen sie angehören und welche Wertigkeit sie besitzen, d. h. wieviel negative Elektronen das einzelne Atom bei der Ionisation verloren hat. Die Geschwindigkeitskomponente der Ionen in der Richtung der Beobachtung kommt durch den Doppler-Effekt fast unmittelbar zur Anschauung. Wir besitzen also in ihm ein Hilfsmittel, von dem sich erwarten läßt, daß es bei Untersuchung der Bewegungserscheinungen an Atomionen vorzügliche Dienste leistet. Die folgende Mitteilung bezieht sich auf einwertige Wasserstoffionen, die unseren Beobachtungen nach als Kanalstrahlen während ihres Verlaufs im Gasinnern zerstreut und beim Auftreffen auf das Ende der Vakuumröhre an der Glaswand reflektiert werden. Die Geschwindigkeit dieser Ionen liegt der Größenordnung nach in der Mitte zwischen der durchschnittlichen Geschwindigkeit, welche die Moleküle eines Gases entsprechend seiner absoluten Temperatur nach der kinetischen Gastheorie besitzen, und derjenigen der α-Strahlen, die nach den Untersuchungen von Bragg und Kleeman[1]) beim Zusammenstoß mit Molekülen ein sehr auffallendes Verhalten zeigen, insofern sie, solange ihre Geschwindigkeit nicht unter eine bestimmte Grenze sinkt, an jenen nicht reflektiert werden, sondern durch sie hindurchgehen.

Unsere Beobachtungen hierüber machten wir an zahlreichen Spektrogrammen, die zum größeren Teil mit einem Prismenspektrographen[2]), teilweise auch mit einem kleinen Konkavgitter aufgenommen worden waren. Die bei den Aufnahmen verwendeten Kanalstrahlröhren waren mit Wasserstoff, Stickstoff oder Kohlensäure gefüllt; wir konnten zwar bis jetzt Reflexion und Zerstreuung nur an den Kanalstrahlen des Wasserstoffs beobachten; da aber bei Füllung der Kanalstrahlröhre mit anderen Gasen sehr leicht Wasserstoff als Verunreinigung auftritt, so können die entsprechenden Spektrogramme uns zur Beobachtung der Wasserstoffkanalstrahlen in den andern Gasen dienen. Die Wasserstoffaufnahmen verdanken wir Herrn Prof. Stark, der die Güte hatte, sie uns zur Verfügung zu stellen. Die andern Spektrogramme waren von den Verfassern aufgenommen worden. Alle Aufnahmen waren nicht in der Absicht, die Zerstreuungs- und Reflexionserscheinung zu studieren, sondern zu anderen Zwecken gemacht worden.

1) Bragg und Kleeman, Phil. Mag. (6), **10**, 318 und 600.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **16**, 493, 1905.

Von den Linien der bekannten Serie H_α, H_β ... des einwertigen Wasserstoffions[1]) zeigen auf den Platten nur H_β, H_γ und H_δ die mitzuteilende Erscheinung; die übrigen haben zu geringe photographische Intensität. Bei den Prismenspektrogrammen liegt auch die Linie H_γ ungünstig, insofern sie außerhalb des Bereichs fallt, den der Spektrograph entsprechend der gewählten Einstellung scharf zeichnet, und infolgedessen eine scheinbare Verbreiterung nach Rot zeigt.

Die folgenden Angaben beziehen sich auf Spektrogramme, die unter ziemlich gleichartigen Bedingungen zustande kamen: Die Stromröhre war mit Wasserstoff (hierzu Fig. 1), Stickstoff (Fig. 2) oder Kohlensäure (Fig. 3) gefüllt, die

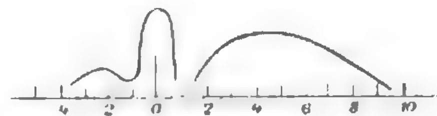


Fig. 1.

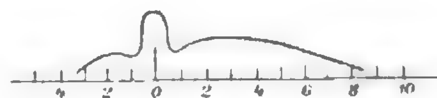


Fig. 2.

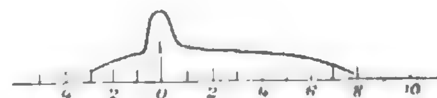


Fig. 3.

Kanalstrahlen liefen auf den Spalt des Spektrographen zu und trafen dicht vor ihm auf das Ende der Röhre auf; der Kanalstrahlenraum war 5—8 cm lang. Die fraglichen Linien zeigen dann ein Aussehen, von dem die Figuren eine ungefähre Vorstellung geben sollen. Die Figuren geben Intensitätskurven für H_γ entsprechend einer Elektrodenspannung von ungefähr 4000 Volt. Die Ordinate gibt die Intensität der photographischen Schwärzung in willkürlichen Einheiten, die Abszisse die Abweichung der Wellenlänge $\Delta\lambda$ von der Mitte der Ruhelinie (4340,7) in Ångströmeinheiten. Da die Geschwindigkeit des lichtemittierenden Körpers in der Richtung des Spaltrohrs aus dem Doppler-Effekt sich nach der Formel

1) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905.

$v = \frac{d\lambda}{\lambda} \times$ Lichtgeschwindigkeit berechnet so bedeutet eine Verschiebung um eine Angströmeinheit in unserem Falle ungefähr 69 km/sec.

Verliefen die Wasserstoffstrahlen in Wasserstoff, so zeigen die fraglichen Linien ungefähr folgendes Bild: Wir sehen zunächst in der Mitte eine scharfe „Ruhelinie", die von Ionen herrührt, die keine merkliche Geschwindigkeit besitzen. Nach Violett zu kommt zuerst ein Intensitätsminimum und dann ein verbreiterter Streifen; der Effekt auf dieser Seite rührt von den Kanalstrahlen her, die auf den Spalt zulaufen. Nach Rot hin finden wir ein Spiegelbild dieses Effekts in verkurztem Maßstabe, zunächst folgt der Ruhelinie wieder ein Intensitätsminimum, das aber nicht ganz so breit ist und nicht so tief sinkt, dann folgt ein Streifen, der gegenüber demjenigen der andern Seite nur geringe sichtbare Breite und Intensität besitzt.

Der nach Rot zu auftretende Effekt rührt zweifellos von der Reflexion der Kanalstrahlen am Ende der Röhre her. — Die Reflexion an Molekülen innerhalb des Gasraums kann nur geringen Anteil daran haben. Bei zwei Aufnahmen liefen nämlich die Kanalstrahlen unter einem Winkel von 135° vom Spaltrohr weg; der Spalt befand sich dicht hinter der Kathode, der Kanalstrahlenraum war genugend lang, so daß die am hintern Ende reflektierten Strahlen für die Aufnahme nicht mehr in Betracht kamen. Der Effekt der geneigt vom Spalt fortlaufenden Strahlen liegt jetzt naturlich auf der roten Seite der Ruhelinie. Auf der Seite nach Violett ist kein Doppler-Effekt sichtbar; eine merkliche Reflexion der Wasserstoffstrahlen in Wasserstoff findet also nicht statt.

Eine diffuse Reflexion an der Glaswand ist übrigens schon aus nachstehenden Beobachtungen an Röhren mit Wasserstoff-Füllung mit dem bloßen Auge zu folgern: Die einzelnen aus den dicht benachbarten Kanälen der Kathodenscheibe austretenden Strahlenbündel verlaufen bei niedrigem Gasdruck parallel und sind durch — für das Auge jedenfalls — nur schwach leuchtende Zwischenräume scharf gesondert. Bei abnehmender Stromstärke verschwinden die äußeren Strahlenbündel und nur die der Rohrenachse benachbarten bleiben übrig. Am Ende der Röhre hört für das Auge die Sonderung der einzelnen Strahlenbündel auf, die Lichtemission wird stärker und röter, und das leuchtende Gebiet dehnt sich von der Achse nach den Seiten hin aus. Auf den Spektrogrammen ist der Reflexionseffekt deshalb so schwach im Vergleich zum Effekt der einfallenden Strahlen, weil nur ein kleiner Teil der reflektierten Strahlen im Gesichtsfeld des Spektrographen verlauft.

Vergleicht man die einzelnen Linien der Serie, so ergibt sich, daß die Intensität des Reflexionseffekts mit zunehmender Wellenlänge rascher wächst, als dies bei der Ruhelinie und dem Effekt der einfallenden Strahlen der Fall ist. Dem Auge muß also das Licht der reflektierten Strahlen röter erscheinen.

Von den Strahlen positiver Ionen, die vor der Kathode auf diese zulaufen, durchdringt ein Teil als Kanalstrahlen die Kanäle, ein anderer Teil trifft die sperrende Scheibe. Herr Prof. Stark macht uns darauf aufmerksam, daß bei letzteren eine Reflexion an der Vorderseite der Kathodenscheibe zu erwarten ist. Die hier reflektierten Strahlen wären Strahlen positiver Ionen, deren Geschwindigkeit rasch abnimmt, da die elektrische Kraft sie nach der Kathode zurücktreibt. Diese Strahlen müßten ihre nahe Verwandtschaft zu den Kanalstrahlen unter anderem darin äußern, daß sie die Farbe der Kanalstrahlen zeigen, und, solange sie noch einen großen Bruchteil ihrer Geschwindigkeit besitzen, für magnetische und elektrostatische Kräfte ähnlich sensibel sind wie jene. In der Tat findet nun E. Goldstein[1]) von der Vorderseite der Kathodenscheibe ausgehende Strahlen, die mit den Kanalstrahlen nahe verwandt zu sein scheinen. Sie gleichen den Kanalstrahlen in der Farbe, sie sind in Wasserstoff rosa, in Luft goldgelb. Gegen den Magneten und elektrostatische Kräfte seien sie nicht empfindlicher als jene. E. Goldstein selbst vermutet, daß die von ihm beobachteten Strahlen möglicherweise dadurch entstehen, daß beim Auftreffen positiver Strahlen auf die Kathode ein partielles Zurückprallen von Teilchen stattfindet.

Wir kehren zu unseren Spektrogrammen zurück, und wollen nun die Linie H_β, H_γ, H_δ auf verschiedenartigen Aufnahmen vergleichen (vgl. Fig. 1, 2 und 3). Es zeigt sich, daß die Füllung der Stromröhre die Kanalstrahlen und damit auch das Aussehen der von ihnen emittierten Linien wesentlich beeinflußt.

Das von Wasserstoffstrahlen in Wasserstoff erzeugte Linienbild zeigt deutliche Intensitätsminima und -maxima. War die Röhre mit Stickstoff gefüllt, so verflachen diese Kontraste und bei Kohlensäurefüllung sind sie nicht mehr erkennbar. Außerdem nimmt in gleicher Reihenfolge der größte Betrag der Abweichung ab, die der Doppler-Effekt gegenüber der Ruhelinie besitzt. Diese Erscheinung findet in der Zerstreuung der Kanalstrahlen im Gasinnern ihre

1) E. Goldstein, Verh. d. D. phys. Ges. 4, 10. 1902.

Erklärung. Der Einfluß dieser Zerstreuung muß um so größer sein, je größer die Dichte des Gases ist, also in Stickstoff und Kohlensäure viel größer als in Wasserstoff. Bei hohem Vakuum muß er verschwinden. In der Tat ist bei hohem Vakuum das Aussehen der Linien von der Füllung unabhängig.

Erhalten die Kanalstrahlen bei ihren Zusammenstößen im Gasinnern größere seitliche oder gar rückwärtige Geschwindigkeiten, so könnte dies auf Spektrogrammen zum Ausdruck kommen, bei deren Aufnahme das Spaltrohr des Spektrographen eine entsprechende Richtung hätte. Derartige Aufnahmen erfordern eine viel längere Exposition. Die Lichtstärke der uns vorliegenden Spektrogramme ist für diesen Zweck zu gering.

Herrn Prof. Stark sind wir für seine fördernden Ratschläge sehr zu Dank verpflichtet.

Göttingen, Juli 1906.

(Eingegangen 17. Juli 1906.)

Zur Spektroskopie des Stickstoffs (Doppler-Effekt, positive Stickstoffionen).

(Vorläufige Mitteilung).

Von W. Hermann.

1. Einleitung. Die vorliegende Mitteilung bildet eine Fortsetzung zu einer früheren[1]), an der ich mitbeteiligt war: „Spektrum des Lichtes der Kanalstrahlen in Stickstoff und Wasserstoff." Nachdem an den Kanalstrahlen in Wasserstoff der Doppler-Effekt[2]) beobachtet worden war, erschien es von Wichtigkeit, diese Erscheinung auch bei Stickstoff zu untersuchen und die Anwendung jener Entdeckung auf Stickstoff bildet den Hauptzweck meiner Untersuchung.

2. Allgemeine Versuchsanordnung. Um den Stickstoff zum Leuchten zu bringen, benützte ich — abgesehen von 2 Funkenaufnahmen — Stromröhren mit Stickstoff-Füllung, deren Betrieb in der obengenannten Abhandlung beschrieben ist. Die dortigen Angaben gelten durchweg auch für die neuen Aufnahmen, soweit sie nicht im folgenden ausdrücklich modifiziert sind. Die Röhren hatten zylindrische Form von 5—6 cm Durchmesser; die beiden Elektroden, Scheiben aus Aluminium, hatten einen Abstand von 25—40 cm; die Kathodenscheibe war siebartig durchlöchert. Als Stromquellen dienten 3 Batterien mit zusammen etwa 7500 Volt und eine Dynamomaschine mit 3000 Volt; alle 4 Stromquellen konnten hintereinander geschaltet werden. Zur Erzielung höherer Spannung wurde ein großes Induktorium verwendet.

Die Aufnahmen wurden mit einem kleinen Prismenspektrographen[1]) gemacht. Die verwendeten Trockenplatten waren teils gewöhnliche hochempfindliche, teils sensibilisierte Silbereosinplatten. Die Expositionsdauer betrug 4—24 Stunden.

3. Spezielle Versuchsbedingungen für die einzelnen Aufnahmen. Die Spektrogramme der früheren Abhandlung standen mir zur Verfügung und ich habe sie z. T. (*c*, *d* u. *f*) wieder in Betracht gezogen, da sie durch den Vergleich mit den neuen Aufnahmen erneutes Interesse gewinnen.

In der folgenden Zusammenstellung sind die für die einzelnen Spektrogramme benützten Lichtquellen und sonstige spezielle Versuchsbedingungen aufgeführt.

Funkenaufnahmen.

a) Funken in freier Luft ohne Flasche; Abstand der Elektroden (Zinkstifte) 4 cm; zwischen den Elektroden wurde mittels eines Blasebalgs ein kräftiger Luftstrom hindurchgeschickt.

b) Funken in freier Luft unter Parallelschaltung einer großen Flasche; Abstand der Elektroden (Platinstifte) 4 mm; Gebläse wie oben.

Aufnahmen an der Stromröhre.

c) Positive ungeschichtete Lichtsäule.

d) Negative Glimmschicht; Elektrodenspannung zirka 1500 Volt.

e) Erste Kathodenschicht; Spannung 3500, 4000 und 6000 Volt.

f) Kanalstrahlenraum; Spannung 1500 Volt; bei dieser und bei den vorhergehenden Aufnahmen stand das Spaltrohr des Spektrographen senkrecht zur Stromrichtung.

g) Kanalstrahlenraum; Spannung 2200—7000 Volt (bei den einzelnen Aufnahmen konstant) und zirka 15000 Volt (Induktorium); das Spaltrohr stand teilweise senkrecht zur Stromröhre („Normalaufnahmen"), teilweise in der Richtung derselben, so daß die Kanalstrahlen auf den Spalt zuliefen („Parallelaufnahmen").

4. Bandenspektren und Liniengruppen. Von Stickstoff sind 3 verschiedene Bandenspektren bekannt; eines derselben, das im Ge-

1) J. Stark und W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 92, 1906.

2) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **16**, 493, 1905.

biet langer Wellen liegt, ist zwar sehr wesentlich für die Gesamtfarbe, die der leuchtende Stickstoff unter verschiedenen Bedingungen dem Auge darbietet, kommt aber auf den benützten photographischen Platten wenig oder gar nicht zum Ausdruck und muß deshalb im folgenden außer Betracht bleiben. Die beiden andern sind als positives (*A*) und negatives (*B*) Bandenspektrum bekannt.

Linienserien sind bislang bei Stickstoff nicht gefunden worden. Eine Sortierung der Linien nach ihrem Verhalten mag vielleicht eine nützliche Vorarbeit für das Aufsuchen derselben sein. Die folgende Sortierung soll in erster Linie es ermöglichen, die gröbsten Unterschiede zwischen den einzelnen Spektrogrammen in übersichtlicher Weise darzustellen. In den Gruppen sind nur solche Linien aufgezählt, die in einem oder mehreren Spektrogrammen in großer Intensität auftreten. Die in den Funkenspektren sehr starke Linie 3919,2 konnte nicht untergebracht werden, da ihre Stelle bei den Aufnahmen an der Stromröhre durch eine benachbarte starke negative Bandenkante verdeckt wird (sie scheint in die Gruppe *D* zu passen). Ähnliches gilt von einer Anzahl im Spektrum des Funkens mit Flasche ziemlich intensiv auftretender stark verbreiterter Linien, die dort den Linien der Gruppe *E* ähneln.

Gruppe *C*	Gruppe *D*	Gruppe *E*	Gruppe *F*
λ	λ	λ	λ
{5005,7	4447,2	4530,3	5565
{ 2,7	3956,1	4432,0	4150,5
4643,4		4041,4	4110,0
30,9		35,2	4100,0
22,0			
14,2			
07,2			
01,3			
3995,3			

5. **Charakteristik der Spektrogramme.** Mit Hilfe der obigen Sortierung läßt sich der Inhalt der einzelnen Spektrogramme durch die untenstehende Tabelle in übersichtlicher Weise darstellen.

Im Lichte der Kanalstrahlen tritt mit steigender Spannung das 1. Bandenspektrum mehr und mehr zurück, die Liniengruppen *C* und *E* nehmen rasch an Intensität zu, während die *F*-Gruppe schwächer zu werden scheint.

Besonderes Interesse verdient die Aufnahme des Kanalstrahlenraums bei 1500 Volt, insofern dort keine der starken Linien der Funkenspektren in merklicher Intensität auftritt. Die stark auftretenden Linien, die als *F*-Gruppe zusammengefaßt sind, sind wahrscheinlich nicht etwa Verunreinigungen, sondern gehören wirklich dem Stickstoff an: dafür spricht einmal die Regelmäßigkeit ihres Auftretens; bei Aufnahmen an gleichen Röhren mit anderer Füllung (H_2, Hg) fehlen sie; sie treten auch dann auf, wenn die Röhre mit atmosphärischer Luft gefüllt ist; die Abweichung des Doppler-Effekts ist ungefähr dieselbe, wie bei den bekannten *N*-Linien; auch andere Autoren bringen bald diesen bald jenen Teil der Linien in wechselnder Intensität (Neovius[1]), Trowbridge und Hutchins.[2])

6. **Der Doppler-Effekt.** Bei den Parallelaufnahmen des Kanalstrahlenraums müssen diejenigen Bestandteile des Spektrums, die von den auf den Spalt zulaufenden Kanalstrahlen emittiert werden, verschoben erscheinen.

Die Bandenspektren zeigen diesen Doppler-Effekt nicht; sie werden also von den Kanalstrahlen nicht emittiert. Mit dieser Beobachtung steht die Starksche Hypothese in Übereinstimmung, wonach Bandenspektren bei der Wiedervereinigung positiver Ionen mit negativen Elektronen zu neutralen Atomen emittiert werden.[3])

Von den Linien ist diejenige mit der Wellenlänge 3995,3 A.-E. wegen ihrer Intensität und ihrer Lage im Gebiet starker Dispersion des

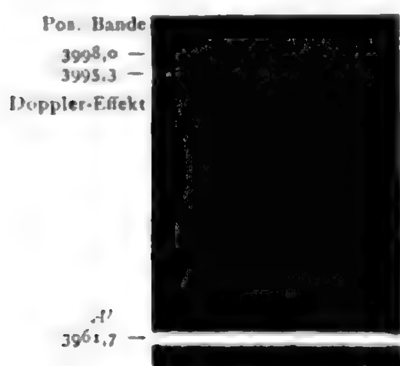
1) O. Neovius, Bihang til Svenska Acad. Handl. 17, 8, 1891.

2) Trowbridge u. Hutchins, Proc. of the Am. Ac. 23, 1, 1887.

3) J. Stark, Ann. der Phys. 14, 507, 1904.

	Bandenspektren		Liniengruppen			
	A	*B*	*C*	*D*	*E*	*F*
Funken ohne Flasche	stark	—	stark, breit	stark, breit	—	—
Funken mit Flasche	—	—	stark, breit	stark, breit	mittelstark, sehr breit	—
Positive Lichtsäule	stark	—	—	—	—	—
Negative Glimmschicht	stark	stark	stark, scharf	mittelst., scharf	stark, scharf	schwach, scharf
Erste Kathodenschicht 4000 Volt	schwach	stark	stark, scharf	—	stark, scharf	stark, scharf
Kanalstrahlenraum 1500 Volt	mittelstark	stark	—	—	—	stark, scharf
Kanalstrahlenraum 4000 Volt	mittelstark	stark	stark, scharf	—	stark, scharf	stark, scharf
Doppler-Effekt bei Parallelaufnahme	—	—	deutl. abgesond.	—	deutl. abgesond.	mit d. Ruhelinie zusammenhäng.

Spektrographen zu genaueren Beobachtungen besonders geeignet. Nachstehende Abbildung



gibt in mehr als 15 facher Vergrößerung das Aussehen dieser Linie bei einer Elektrodenspannung von 4000 Volt. Wir sehen links zunächst die Kante einer positiven Bande, dann die scharfe Ruhelinie 3995,3, die von Ionen emittiert wird, die sich in relativer Ruhe befinden, und rechts davon einen etwas verbreiterten Streifen, den Doppler-Effekt, der von den bewegten Ionen herrührt; zwischen Ruhelinie und Doppler-Effekt liegt ein breites und tiefes Intensitätsminimum[1]); dieses Minimum ist hier noch stärker ausgeprägt als bei den *H*-Linien unter entsprechenden Bedingungen. Nach Violett zu hat der Doppler-Effekt infolge steilen Intensitätsabfalls eine scharfe Grenze. Bei 6000 Volt Elektrodenspannung ergibt sich als maximale beobachtete Verschiebung 3,5 A.-E.; daraus ergibt sich als maximale Geschwindigkeit der Kanalstrahlen $v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \times$ Lichtgeschwindigkeit $= \frac{300000 \cdot 3{,}5}{3995{,}3} \, km = 263 \, km.$

Theoretisch ergibt sich[2]) für das einwertige *N*-Ion als maximale Geschwindigkeit bei 6000 Volt Kathodenfall $v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\mu} \cdot V} = 285 \, km.$

Es erscheint somit wahrscheinlich, daß die Linie 3995,3 einem einwertigen *N*-Ion angehört. Das Ion müßte aber mehrwertig sein, wenn verzögernde Kräfte (Lichtdruck, Widerstand des Mittels) das beobachtbare Maximum der Geschwindigkeit wesentlich erniedrigen.

Bei verschiedenen Spannungen verhalten sich die maximalen Abweichungen des Doppler-Effekts von der Ruhelinie ungefähr wie die Quadratwurzeln aus Spannungen, die Breite des Intensitätsminimums wächst dagegen nur wenig mit wachsender Spannung.

Eine große Anzahl anderer Linien zeigen ebenfalls Doppler-Effekt und zwar konnte ich in keinem Falle aus der Größe der Abweichung eine maximale Geschwindigkeit der emittierenden Ionen berechnen, die von der aus der Linie 3995,3 berechneten merklich verschieden wäre. Die Linien der Gruppe *C* und *E* zeigen alle den Effekt. Das Aussehen des Effekts ist dem bei 3995,3 ähnlich.

Bei den Linien der Gruppe *F* fallen 4110,0 und 4100,0 durch die Intensität der Ruhelinie und die Intensität und Art des Doppler-Effekts besonders auf. Erst bei hoher Spannung tritt ein schwaches Intensitätsminimum auf; bis zu 6000 Volt zeigt der Doppler-Effekt eine von der Ruhelinie an nach Violett zu stetig abnehmende Intensität. Ähnliches Aussehen zeigt die Linie 4150,5; nur ist der Effekt hier schwächer; 5565 erscheint verbreitert (sie liegt in einem Gebiet, das der Spektrograph gemäß der gewählten Einstellung nicht mehr scharf zeichnet). Der Doppler-Effekt der *F*-Linien ähnelt demjenigen der Wasserstofflinien, wenn die Wasserstoffkanalstrahlen in stark absorbierenden Medien verlaufen.[1])

Nachweis positiver *N*-Ionen. Es war bisher zweifelhaft, ob die Metalloide positive Ionen bilden können. Nun zeigt eine große Anzahl zweifelloser Stickstofflinien in dem parallel aufgenommenen Spektrum der Kanalstrahlen den Doppler-Effekt, rührt also von positiven Stickstoffionen her. Somit ist hier auf spektroskopischem Wege die Existenz positiver Metalloidionen erwiesen.

Der Doppler-Effekt bei den als Verunreinigung auftretenden *H*-Linien. Viele Spektrogramme zeigen auch die Linien der bekannten Wasserstoffserie H_β, H_γ, H_δ usw. An dem Aussehen dieser Linien fiel mir zweierlei auf. Erstens zeigten sie auch auf der roten Seite einen Effekt, den ich im Sinn einer Reflexion der Kanalstrahlen am Ende der Röhre deutete. Zweitens war das Intensitätsminimum auf der violetten Seite fast verschwunden, ich faßte dies auf als eine Wirkung der Zerstreuung der Wasserstoffstrahlen im Innern des Gasraums. Gemeinsam mit Herrn S. Kinoshita habe ich dann diese Erscheinungen genauer untersucht.

Der vorstehenden Mitteilung gedenke ich eine ausführlichere und erweiterte Darstellung als Dissertation folgen zu lassen.

Herrn Geheimrat Riecke, dank dessen Förderung die Arbeit ausgeführt werden konnte, und Herrn Professor Stark, der die Anregung zu der Arbeit gab und sie mit seinen Ratschlägen unterstützte, möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **7**, 355, 1906.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905.

1) W. Hermann u. S. Kinoshita, diese Zeitschr. **7**, 564, 1906.

(Eingegangen 17. Juli 1906.)

Über ein Temperaturgesetz der elektrischen Leitfähigkeit fester einheitlicher Substanzen und einige Folgerungen daraus.

Von Joh. Koenigsberger und O. Reichenheim.

Wie Messungen gezeigt haben[1]), ist für gutleitende Metallsulfide und Oxyde die Absorption langer Wärmewellen nicht viel kleiner, als sie sich nach der Formel von Maxwell aus der Leitfähigkeit berechnet, während für schlechtleitende Metalloxyde und -sulfide die Absorption bedeutend größer ist, als man darnach erwarten sollte. Durch Erhitzung eines schlechtleitenden Metallsulfids (Molybdänglanz) wird die Absorption nicht in dem Maß gesteigert wie die elektrische Leitfähigkeit[2]); diese Substanz nähert sich also mit zunehmender Leitfähigkeit infolge Erwärmung dem Verhalten gutleitender Metallsulfide, welch letztere wieder mit den von E. Hagen und H. Rubens aufgefundenen Eigenschaften der Metalle Übereinstimmung zeigen. Weitere Versuche[3]), die nur das elektrische Leitungsvermögen zum Gegenstand hatten und die im folgenden auszugsweise mitgeteilt sind, beweisen, daß gutleitende Metallsulfide und Oxyde durchaus dieselbe Art elektrischer Leitung zeigen wie die Metalle. Dagegen ist bei den schlechtleitenden Verbindungen nur eine teilweise Übereinstimmung vorhanden. Letztere nähern sich erst mit steigender Temperatur dem Verhalten der Metalle und zeigen dieses erst oberhalb einer Temperaturgrenze.

Versuche.

Die für die Versuche verwanden Kristalle waren sehr homogen und fast völlig von Einschlüssen frei. Das ist die Hauptsache bei diesen Untersuchungen. Wir sind daher zu Resultaten gelangt, die einen neuen Einblick in die Elektronentheorie fester Körper geben.

Verwendet man gepreßte Pulver, so kann zwar das Material in sehr hoher chemischer Reinheit erhalten werden, aber die Kontaktunregelmäßigkeiten zwischen den einzelnen Körnern stören die Messungen und beeinflussen sie so stark, daß der Widerstand 100—10000 und noch mehrmals größer und die Temperaturänderung oft von entgegengesetzten Zeichen gefunden wird, als sie bei derselben Substanz in kohärenter Form (als Kristall oder glasig aus dem Schmelzfluß erstarrt) vorhanden sind. Die natürlichen Kristalle, die auch in der vorliegenden Untersuchung benutzt wurden, sind weit geeigneter, doch müssen sie sehr sorgfältig ausgelesen werden. Schon dünne Schichten schlechtleitender Einlagerungen vergrößern den Widerstand eines guten Leiters in der zur Schicht senkrechten Richtung erheblich. Dies ist der weitaus häufigste Fall; als Beispiele sei Eisenglanz von Elba mit Eisenhydroxydschichten, Molybdänglanz mit Chloriteinlagerungen parallel der Basis, Manganit mit Quarzschichten parallel dem Makropinakoid erwähnt. Wir fanden bisweilen 100 mal größere Widerstände als sie dem Material für sich zukommen. Gutleitende Einlagerungen verkleinern den Widerstand in der zur Schicht parallelen Richtung. Dagegen können geringe Beimengungen besser oder schlechter leitender Substanzen, wenn sie homogen verteilt sind, nur eine Änderung der Leitfähigkeit hervorrufen, die dem Leitvermögen und dem Prozentgehalt dieser Fremdkörper proportional ist. Direkte Durchwachsungen eines guten Leiters in einem schlechten (diese haben wir nur bei Zinnstein gefunden) verursachen auch erhebliche Fehler in den Resultaten. Durchwachsene Stücke sind aber leicht daran zu erkennen, daß sie nur an einzelnen Stellen in der Richtung der Durchwachsung gut leiten. Eine weitere sehr wichtige Fehlerquelle wurde von Herrn O. Weigel[1]) in einer höchst interessanten Untersuchung festgestellt. Er fand, daß einige Kristalle poröse Struktur zeigen, die durch Osmose nachgewiesen werden kann. Diese Körper zeigen unipolare Leitung und einen von der Struktur und dem Gehalt an absorbiertem Wasser abhängigen Widerstand. Bei den von uns vorgenommenen Messungen wurde alles Material ausgeschlossen, das unipolare Leitung und hohen, an verschiedenen Stellen verschiedenartigen Widerstand zeigte. Im allgemeinen ist der Widerstand der bestleitenden Stücke eines Minerals als der richtigste anzusprechen, zumal wenn man, wie dies bei dieser Untersuchung stets geschehen, aber im folgenden nicht jedesmal erwähnt wird, bei verschiedenen Stäben denselben spezifischen Widerstand findet und der Widerstand nach verschiedenen Richtungen von derselben Größenordnung ist. Das Aussuchen brauchbaren Materials ist recht mühsam; so konnte eine große Reihe von Stäben, die schon aus ausgesucht guten Kristallen durch die Firma R. Fueß hergestellt waren, wegen Inhomogenität des Materials nicht gebraucht werden.

Am geeignetsten wären Gußstücke aus dem Schmelzfluß, doch bietet dies wegen der meist sehr hohen (bei Eisenglanz über 1400°) liegenden Schmelztemperaturen der Schwermetall-

1) J. Koenigsberger, diese Zeitschr. **4**, 495, 1903 und genauere Werte in der Arbeit von J. Koenigsberger und O. Reichenheim, Centralblatt f. Min. 1905, S. 454.

2) loc. cit. S. 490.

3) O. Reichenheim, Inaug.-Diss. Freiburg 1906.

1) O. Weigel, N. Jahrb. f. Min. **21**, 325, 1905.

verbindungen und der leichten Zersetzbarkeit in Luft bei diesen Temperaturen erhebliche praktische Schwierigkeiten und ist außer bei Bleiglanz[1]), wo der Schmelzpunkt verhältnismäßig niedrig liegt, noch nicht versucht worden.

Die Versuchsanordnung ist in der Arbeit des einen von uns[2]) ausführlich beschrieben.

Versuchsergebnisse:

1. Bei den Messungen mit Gleich- und Wechselstrom von sehr verschiedener Frequenz betrug der Unterschied zwischen den auf die beiden verschiedenen Arten gefundenen Werten für den Widerstand höchstens $^1/_4$ Proz., der Unterschied lag also im Bereich der möglichen Versuchsfehler. Bei höheren Temperaturen wurden bei folgenden Substanzen ebenfalls Vergleiche zwischen Wechsel- und Gleichstromwiderstand ausgeführt:

Widerstand in Ohm gemessen.

Mineral	Temperatur	mit W.-Strom	mit Gl.-Strom
Pyrit	183	60,0	60,1
Traversella	215	47,1	47,2
Eisenglanz, Elba			
∥ Achse	98,7	227,4	227,3
⊥ Achse	258	82,6	82,7
Markasit	202	19,4	19,5

Auch bei keiner von diesen Messungen konnten, wie die Tabelle zeigt, Unterschiede, die $^1/_4$ Proz. übersteigen, nachgewiesen werden. Diese Übereinstimmung zwischen Gleich- und Wechselstrom beweist nicht nur das Fehlen von elektrischer Polarisation, sondern auch die Kleinheit des Übergangswiderstandes. In einem Fall wurde dieser auch bei hohen Temperaturen direkt gemessen.

Ein Eisenstab von 2 mm Durchmesser und 10 mm Länge wurde zwischen die mit Platinschwarz überzogenen *Pt*-Elektroden, nachdem vorher seine Enden oxydiert worden waren, eingespannt. Der Übergangswiderstand mußte daher dem eines Eisenglanzstabes von dem gleichen Querschnitt gleich sein. Der Widerstand betrug:

bei 460° . . . . 0,045 Ω,
„ 1020° . . . . 0,067 Ω.

Der Übereinstimmung des Widerstandswertes für Gleich- und Wechselstrom entspricht das Fehlen einer elektromotorischen Gegenkraft bei Gleichstrom. Weder eine solche Gegenkraft, größer als 0,0001 Volt, noch irgendwelche Spuren unipolarer Leitung[1]) konnten an den reinen Kristallen direkt nachgewiesen werden.

Ebensowenig ist irgendwelche chemische Veränderung des Materials im Innern oder an den für diesen Zweck nach dem Vorgang von Warburg und Tegetmaier verwandten Quecksilberelektroden, die mit dem ausgeschiedenen Metall Legierungen gebildet hätten, nachzuweisen, obgleich in einem Fall (Zinndioxyd) die Zahl der Amperestunden gleich 2 war. Die Leitung der Metalloxyde und -sulfide kann demnach keine elektrolytische sein.

2. An einer größeren Zahl natürlicher Kristalle wurde der Widerstand bei gewöhnlicher Temperatur und an mehreren bei hohen und tiefen Temperaturen gemessen. Von den letzteren sind im folgenden für 5 Substanzen, die in großer Reinheit erhalten werden können, und die deshalb möglichst sorgfältig durchgemessen wurden, die Zahlen gegeben. Die Versuchsanordnung ist loc. cit. eingehend beschrieben.

Die Fehler zwischen 0° und 200° sind nicht groß, wahrscheinlich stets kleiner als 0,5 Proz. Dagegen sind bei höheren wie bei tieferen Temperaturen systematische Fehler von mehr als 1 Proz. möglich. Bei den tiefen Temperaturen hauptsächlich in der Messung der Temperatur, weil die Temperatur des Bades und die des Stabes wegen der metallischen Zuleitung nicht übereinstimmen, außerdem, weil die Korrektionen des herausragenden Fadens des Pentanthermometers unsicher sind.[2]) Auch können Spuren von Wasser an den Kontakten durch Eisbildung erhebliche Widerstandsvergrößerung hervorrufen, andererseits auch gutleitende Durchwachsungen Einschlüsse, deren Einfluß bei Widerständen unter 100 Ω noch nicht hervortritt, das Resultat fälschen. Immerhin sind die Werte, wenn auch nicht vollkommen richtig, doch von größeren Fehlern frei und geben ein brauchbares Bild der gewaltigen Widerstandszunahme bei tiefer Temperatur. Bei den höheren Temperaturen stören hauptsächlich Kontaktunregelmäßigkeiten; die Widerstände können daher zuweilen etwas zu groß erscheinen. Zu beachten ist die Umwandlung in andere Modifikationen mit anderem Leitungsvermögen; diese ist sofort an dem Knick in der Widerstandskurve erkennbar.

1) Van Aubel, C. R. **135**, 734, 1902 und Guinchant, C. R. **134**, 1224, 1902.
2) O. Reichenheim, loc. cit.

1) Nur an Substanzen, die Einlagerungen mit Wassergehalt zeigen, tritt unipolare Leitung, Elektrolyse usw. auf.
2) Diese Korrektionen sind bei etwa −70° am erheblichsten, weil der Faden da am weitesten herausragt, sie sind für die vorliegende Arbeit bestimmt und nachträglich angebracht worden; immerhin sind dadurch die Temperaturbestimmungen zwischen −50° und −70° um mehrere Grade unsicher.

Eisenglanz (Fe_2O_3, hexagonal) aus der Peder Ankers-Grube auf der Insel Langö bei Kragerö, Norwegen. Die betreffenden Stäbe waren seinerzeit von Herrn H. Bäckström zwischen 0^0 und 250^0 untersucht worden und sind uns für diese Messungen gütigst zur Verfügung gestellt worden.

Stab Ic parallel der Hauptachse.

Länge 8,23 mm, Querschnitt 2,359 mm².

t	w (direkt)	w (absol.)	w Bäckström
—185	ca. 100000	—	—
—140	4530	129,5	—
—130	2000	57,2	—
— 71	169,5	4,85	—
0	30,6	0,876	—
16	24,6	0,702	0,705
40	—	—	0,554
88	—	—	0,363
123	9,06	0,259	0,277
140	—	—	0,250
181	6,815	0,1955	0,202
197	—	—	0,184
237	5,47	0,156	0,150

Stab IIc senkrecht zur Hauptachse.

Länge 0,675 mm, Querschnitt 2,06 mm².

t	w (direkt)	w (absol.)	v. Bäckström w (absol.)
—76	64,8	1,97	—
—73	61,3	1,87	—
0	14,12	0,431	—
18,3	11,50	0,351	0,352
22	10,88	0,333	0,335
60	—	—	0,250
86	6,2	0,189	0,198
100	—	—	0,175
117	5,11	0,156	0,164
130	—	—	0,155
168	—	—	0,128
238	3,06	0,0933	0,0980

Eisenglanz

von Ouro Preto (Brasilien).

Stab senkrecht zur Achse.

Länge 30,4 mm, Querschnitt 28,61 mm².

t	w (direkt)	w (absol.)
0	6,43	0,6833
18	5,76	0,542
56	3,84	0,361
70	3,44	0,323
95	2,84	0,267
104	2,66	0,251
115	2,57	0,242
131	2,34	0,220
187	1,82	0,171
202	1,60	0,150
255	1,40	0,1375

Pyrit (FeS_2 regulär) aus Syenit der Val Giuf, Graubünden, Schweiz. Stab II von 3,33 mm Länge, 0,761 mm² Querschnitt.

t	w (direkt)	w (absol.)
—180	24,05	0,550
— 78	1,10	0,0251
— 16,5	1,04	0,0239
0	1,05	0,0240
+ 20	1,05	0,0240
+ 85	1,22	0,0279
121	1,32	0,0300
260	1,16	0,0357
340	1,36	0,0388

Bleiglanz (PbS regulär)

von Val Strim, Graubünden, Schweiz.

Stab I, Länge 8,58 mm, Querschnitt 1,52 mm².

Für Temperaturen von 18° bis 150°.

t	w (direkt)	w (absol.)
—180	0,105	0,000855
— 65	0,192	0,00157
0	0,158	0,00241
18	0,173	0,00265
104	0,250	0,00384
150	0,293	0,00450

Markasit (FeS_2, rhombisch)

von Littmitz, Böhmen, Österreich.

Stab I parallel der b-Achse.

Länge 9,42 mm, Querschnitt 8,056 mm².

t	w (direkt)	w (absol.)
—130	>30000	>2600
— 78	2810	242
0	193	16,56
13	131	10,24
16,7	119,8	10,25
29	94,8	8,10
55	62,4	5,33
65	54,8	4,68
72	50,8	4,34
89,7	40,0	3,50
118	32,2	2,75
127	30,5	2,61
150	25,7	2,20
168	23,3	1,98
180	21,2	1,81
202	19,4	1,66
220	17,4	1,50
243	15,1	1,30

Graphit von Ceylon.

Stab senkrecht zur Hauptachse.

Länge 5,44 mm. Querschnitt 0,66 mm².

t	w (direkt)	w (absol.)
—185	0,350	0,00428
— 66	0,275	0,00335
0	—	0,00295
21	0,232	0,00283
61	0,218	0,00265
89	0,209	0,00254
105	0,205	0,00250
147	0,195	0,00238
181	0,185	0,00225
191	0,180	0,00220

Theorie.

Aus den oben mitgeteilten Versuchen folgt, daß von allen Erscheinungen, die der elektrolytischen Leitung eigen sind, keine mit Sicherheit nachzuweisen und daß also metallische Leitung anzunehmen ist. Gleichwohl ist die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur im allgemeinen eine andere als bei Metallen, und der Verlauf der Widerstandskurve ist so eigentümlich, daß selbst mit einer Potenzreihenformel von 4 Konstanten Bäckström den Widerstand des Eisenglanzes nur zwischen 0^0 und 100^0, aber nicht darüber hinaus darstellen konnte. Doch zeigen die Beobachtungen schon auf den ersten Blick gewisse Regelmäßigkeiten:

Je höher die Temperatur, um so mehr nähert sich das elektrische Verhalten dem der Metalle; je niedriger die Temperatur, um so stärker nimmt der Widerstand zu. Zwischen Größe des Widerstandes und Temperaturkoeffizient besteht ein Zusammenhang in der Weise, daß nach Erreichen eines bestimmten Widerstandes (etwa 0,005 Ω absoluter Widerstand) der Temperaturkoeffizient dem Zeichen und der Größe nach gleich dem der Metalle wird und dieser Grenzwiderstand kann wahrscheinlich für jede Substanz erreicht werden; nur ist zuweilen sehr hohe Temperatur erforderlich. Für tiefere Temperaturen, als sie dem Grenzwiderstand entsprechen, ist der Temperaturkoeffizient negativ und wird um so größer, je höher der Widerstand oder, was dasselbe, je tiefer die Temperatur ist.

Wir wollen im folgenden die Anschauungen der Elektronentheorie, aus denen W. Weber und W. Giese die Elektrizitätsleitung in Metallen erklärten, zugrunde legen und zunächst von den speziellen Annahmen, durch die E. Riecke, P. Drude, J. J. Thomson zu mathematischen Formeln für die elektrischen Erscheinungen in Metallen gelangten, absehen. Die nächstliegende Annahme wäre dann, daß durch Temperatursteigerung in den Oxyden und Sulfiden die Zahl der leitenden oder (was nach dieser Anschauung dasselbe ist) der freien Elementarquanten der Elektrizität, Elektronen, zunimmt, bis der weitaus größte Teil frei geworden ist, worauf dann ihr Verhalten dem der Metalle gleicht, in denen die Elektronen schon bei gewöhnlicher Temperatur fast alle frei beweglich sind. Da der zweite Wärmehauptsatz auch hier anwendbar sein muß und durch Temperatursteigerung in den Oxyden und Sulfiden kein besonderer Energievorgang stattfindet, so muß das Freiwerden oder die Dissoziation der Elektronen, von denen wir zunächst nur eine Art als vorhanden annehmen wollen, durch die bekannte Formel $C = e^{-\frac{q}{T}}$ ausdrückbar sein. Hierin bedeutet C die Konzentration, d. i. die im ccm vorhandene Menge in g-Molekülen ausgedrückt, q die entsprechende Vereinigungswärme in gr-cal. von 1 g Molekül bei der absoluten Temperatur T. Wir können daher, wenn wir mit N die Zahl der freien Elektronen bezeichnen, auch setzen $N = N_0 \cdot e^{-\frac{q}{T}}$, worin dann N_0 die Gesamtzahl der Elektronen im ccm der betreffenden Substanz bezeichnet.

Das Verhalten der freien oder dissoziierten Elektronen soll dem in Metallen gleich sein. Die Leitfähigkeit in Metallen kann aber empirisch durch die Formel $T = T_0(1 - \alpha t \mp \beta t^2)$ ausgedrückt werden, wobei α zwischen 0,002 und 0,004, β zwischen + 0,000009 und − 0,000009 liegt, T_0 ist nach der Elektronentheorie jedenfalls proportional der Zahl N der freien Elektrizitätsträger, also ist $T = c N_0 e^{-\frac{q}{T}}(1 - \alpha t + \beta t^2)$ oder $T = C_1 \cdot e^{-\frac{q}{T}}(1 - \alpha t + \beta t^2)$ und hieraus folgt, daß der Widerstand

$$w = C'(1 + \alpha t + \beta t^2)\, e^{+\frac{q}{t+273}}.$$

Soll die Konstante $C' = w_0$, dem Widerstande bei 0^0 Celsius, gleichgesetzt werden, so muß, wie man leicht sieht, die Formel

$$w = w_0(1 + \alpha t + \beta t^2)\, e^{+q\left(\frac{1}{t+273} - \frac{1}{273}\right)}$$

geschrieben werden.

Diese Formel enthält nur eine ganz willkürliche Konstante, nämlich q, die zwischen 0 und $+\infty$ liegen kann, praktisch aber zwischen 0 und + 10000 zu liegen scheint. Wie aus der Herleitung ersichtlich, kann q von der Temperatur abhängen, doch scheint q erster Annäherung konstant zu sein.

Die Prüfung der Formel an den Beobachtungen ist rechnerisch im folgenden durchgeführt und der Übersichtlichkeit halber teilweise graphisch eingetragen.

Eisenglanz

$$w = 0{,}876\,(1 + 0{,}00387\, t + 0{,}00000026\, t^2)\, e^{\frac{1400}{T}}.$$

Mittelwerte der Messungen von Bäckström und Reichenheim.

⊥ zur Achse, Mittelwerte der Messungen von Bäckström und Reichenheim.

t	absol. w (beob.)	w (berechn.)
0	—	0,876
16	0,7035	0,702
40	0,554	0,553
88	0,363	0,365
123	0,269	0,270
140	0,250	0,248
181	0,1985	0,107
197	0,184	0,186
237	0,156	0,159
		t (berechn.)
−74	4,85	−78
−130	57,2	−132
146	129,5	146
185	etwa 3000	−178

$$w = 0{,}431\,(1 + 0{,}00383 + 0{,}00000045\,t^2)\,e^{\frac{1800}{T}}.$$

t	absol. w (beob.)	w (berechn.)
0	—	0,431
18,3	0,351	0,351
22	0,334	0,334
60	0,250	0,250
86	0,193	0,1915
100	0,175	0,174
117,5	0,159	0,157
130	0,155	0,154
168	0,128	0,129
238	0,096	0,098
t (korrig.)		t (berechn.)
ca. -76^0	1,97	-78^0
-73^0	1,87	-75^0

Eisenglanz

von Ouro Preto senkrecht zur Achse.

Die Formel lautet:

$$w = 0{,}6833\,(1 + 0{,}0039\,t + 0{,}000002\,t^2)\,e^{\frac{1358}{T}}.$$

t	absol. w (beob.)	w (berechn.)
0	—	0,6833
18	0,542	0,542
56	0,361	0,361
70	0,323	0,323
95	0,267	0,268
104	0,251	0,254
115	0,242	0,242
131	0,220	0,219
187	0,171	0,168
202	0,159	0,158
255	0,1375	0,135

Markasit.

Widerstand parallel der b-Achse.

Die Formel zur Berechnung lautet:

$$w = 16{,}56\cdot(1 + 0{,}00264\cdot t \pm 0{,}000009\cdot t^2)\cdot e^{\frac{1850}{T}}.$$

t	absol. w (beob.)	w (berechn.)
0	—	16,56
16	10,25	10,25
65	4,68	4,72
118	2,75	2,72
150	2,20	2,07
180	1,81	1,72
220	1,50	1,43
243	1,30	1,30
— 78	242	216
	größer als	
- 130	2600	etwa 5000

Die graphische Darstellung zeigt, daß die berechnete und beobachtete Kurve zwischen 16^0 und 250^0 fast zusammenfallen. Inwieweit die Unterschiede auf Messungsfehler oder auf Inkonstanz der Größe q zurückzuführen sind, kann noch nicht entschieden werden.

Für Molybdänglanz, dessen Widerstände in der Dissertation S. 26 für mehrere Temperaturen angenähert gemessen werden, ist q etwa gleich 1400, $\alpha = 0{,}00260$, $\beta = 0{,}000009$.

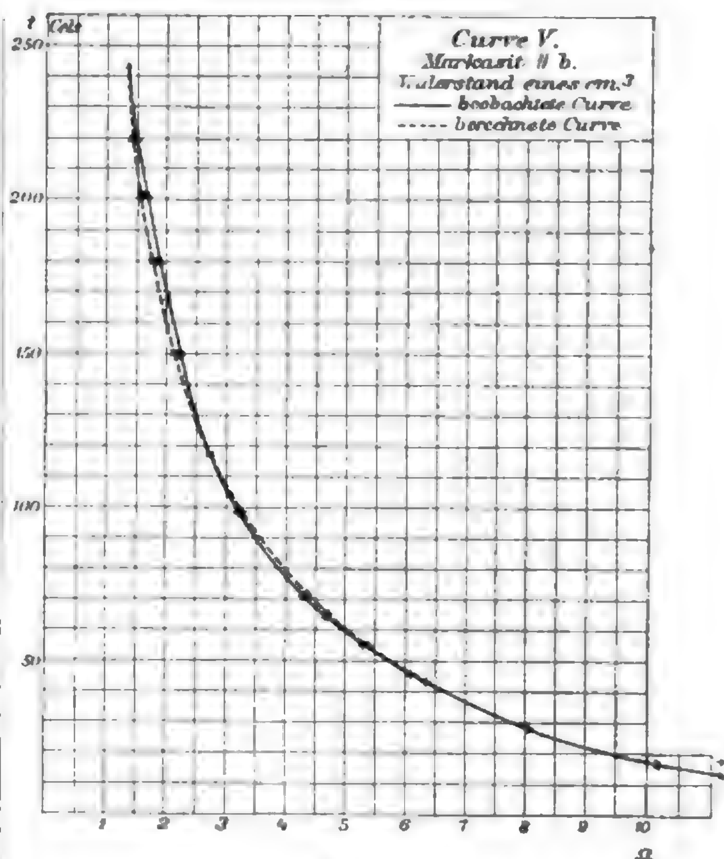


Fig. 1.

Doch sind die Fehler der einzelnen Bestimmungen wegen des Aufblätterns der Kristalle, und daher auch die Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung so groß, daß wir auf eine Prüfung der Formel an dieser Substanz verzichten müssen.

Pyrit.

Val Giuf.

Die Formel lautet:

$$w = 0{,}0240\,(1 + 0{,}00385\cdot t + 0{,}0000037\cdot t^2)\,e^{\frac{240}{T}}.$$

t	absol. w (beob.)	w (berechn.)
—180	0,550	0,550
— 78	0,0251	0,0245
0	—	0,0240
20	0,0240	0,0240
85	0,0279	0,0263
121	0,0300	0,0278
260	0,0357	0,0351
340	0,0388	0,0402

Auf den beistehenden Kurven ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung direkt zu ersehen.

Bleiglanz

läßt sich in dem genauer untersuchten Intervall zwischen $+150^0$ und -180^0 durch die Formel $w = 0{,}00242\,(1 + 0{,}00524\,t)$ darstellen,

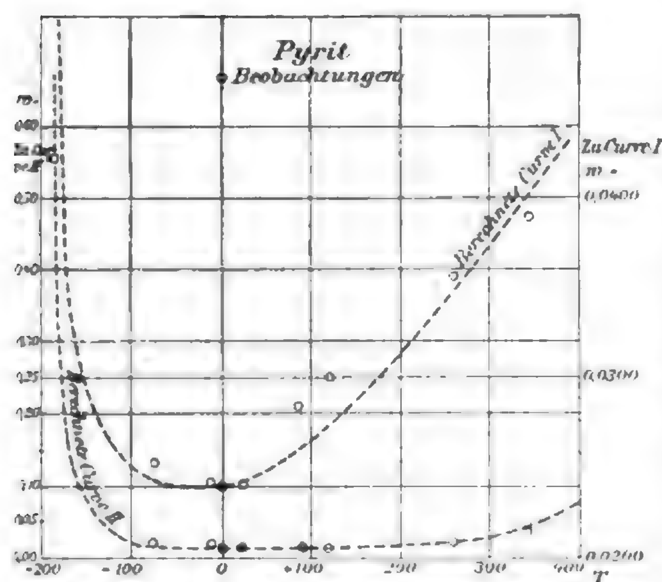


Fig. 2.

die Größe q ist also sehr klein, < 50. Bleiglanz verhält sich wie ein Metall bei denselben Temperaturen. Um die kleine Größe q genau zu bestimmen, müßten Messungen bei viel tieferen Temperaturen in der Weise vorgenommen werden, wie sie Dewar an Metallen bei dem Siedepunkt des Wasserstoffs angestellt hat.

Graphit.

Die Formel lautet:

$$w = 0{,}00295\,(1 + 0{,}00278\,t + 0{,}00000865\,t^2)\,e^{\frac{350}{T}}.$$

t	absol. w (beob.)	w (berechn.)
—185	0,00428	0,00428
— 66	0,00335	0,00342
0	—	0,00295
21	0,00283	0,00283
61	0,00265	0,00265
89	0,00254	0,00255
105	0,00250	0,00252
147	0,00238	0,00239
181	0,00225	0,00225
191	0,00220	0,00220

Wie man sieht, darf die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung eine gute genannt werden. Durch andersartige Formeln auch mit einer weit größeren Anzahl von Konstanten ist es uns nicht geglückt, auch nur annähernd so gute Übereinstimmung zu erhalten; man darf also wohl annehmen, daß die vorgeschlagene Formel eine gewisse theoretische Bedeutung besitzt. Betrachtet man die Art der Widerstandsänderung, so fällt auf, daß der Einfluß des Exponentialgliedes z. B. bei Eisenglanz bis zu sehr hohen Temperaturen heraufreicht, weil die Konstante q (die Dissoziationswärme) groß ist. Daher liegt nahe, auch festen Substanzen, die bei ziemlich hohen Temperaturen noch sehr schlecht leiten, wie Quarz, Zirkon, Magnesiaoxyd usw., die gleichen Eigenschaften wie den Metalloxyden und -sulfiden zuzuschreiben, nur mit dem Unterschied, daß sie ein größeres q besitzen. Schon die Untersuchungen von Nernst und von Bose zeigten, daß die durch den elektrischen Strom äußerst hoch erhitzten Gemenge von Oxyden, die sich vielleicht im halbflüssigen Zustand befinden, nicht entfernt das Faradaysche Gesetz erfüllen. Wenn die Leitung in den Nernststiften eine reine elektrolytische sein soll, so ist es notwendig, einen starken Reststrom zu postulieren, der durch außergewöhnlich hohe Diffusionsgeschwindigkeiten verursacht wird. Neuere sehr sorgfältige Versuche von F. Horton[1]) in Cambridge, die an ganz reinen kohärenten Oxyden wie Quarz, Magnesiaoxyd, Bleioxyd, Kupferoxyd ausgeführt werden, zeigten, daß diese bei gewöhnlicher Temperatur äußerst schlechtleitende Substanzen bei hoher Temperatur hauptsächlich metallisch z. T. ohne irgendwelche Polarisation leiten und einige nicht einmal Spuren elektrolytischer Produkte abscheiden. Horton zeigt durch graphische Vergleichung der Kurven an zwei Substanzen, daß die Leitfähigkeit nach seinen Beobachtungen durch die Formel $A \cdot T^{1/2} e^{-\frac{b}{T}}$ darstellbar ist, welche nach Richardson[2]) und Wehnelt[3]) die Zahl der im evakuierten Rohr ausgesandten negativen Elektronen angibt.

Diese Formel stimmt zwar mit unserer nicht vollkommen überein, gibt aber, wie man leicht sieht, solange $T \leq b$ ist, Werte, die nur wenig von den aus unserer Formel erhaltenen verschieden sind. — Daß aber andererseits für flüssige Verbindungen die elektrolytische Leitung überwiegt und manchmal allein vorhanden ist, geht aus zahlreichen Untersuchungen, die z. B. von Lorenz (Die Elektrolyse geschmolzener Salze, II. Halle 1905) zusammengestellt sind, hervor. Daraus ersieht man, daß unsere Formel am besten stimmen wird, wenn die Substanzen weit unterhalb ihres Schmelzpunktes untersucht werden, am schlechtesten dagegen für hohe Temperaturen bei Substanzen glasartiger Natur, wie geschmolzener Quarz, Silikatgläser, bei denen ein allmählicher Übergang vom festen zum flüssigen Zustand stattfindet, und wo also wahrscheinlich das gleiche für die Art der elektrischen Leitfähigkeit gilt.

Im folgenden ist an den Messungen von Horton unsere Formel geprüft. Sie gibt für Kupferoxyd, wie zu erwarten, die Beobachtungen sehr gut wieder, nur bei tiefen Temperaturen, wo die Widerstände größer als 100000 Ohm sind, zeigen sich systematische

1) F. Horton, Phil. Mag. (6) 11, 505, 1906.
2) O. W. Richardson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, 291, 1901.
3) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 14, 425, 1904.

Abweichungen; diese beruhen, wie wir aus eigenen Beobachtungen schließen möchten, wahrscheinlich darauf, daß hier, wo die Leitfähigkeit äußerst klein ist, geringe Verunreinigungen sich sehr stark geltend machen.[1]) Bei geschmolzenem Quarz sind die Unterschiede zwischen beobachteten und berechneten Werten dagegen ziemlich groß und zeigen einen ausgeprägten Gang; vermutlich hängt das mit dem Auftreten elektrolytischer Leitung zusammen, die bei flüssigen und halbflüssigen Verbindungen sicher vorhanden ist.

Kupferoxyd

t	von Horton beob	nach unserer Formel berechnet
59	91560	235000)
134	12360	12300
157	5930	5930
268	556	525
385	96,2	96,2
463	36 3	30,0

Wir haben hier nur angenähert gerechnet, weil die Beobachtungen bei den tieferen Temperaturen, wie erwähnt, wahrscheinlich nicht ganz frei von systematischen Fehlern sind.

Die Formel wird hier am besten folgendermaßen geschrieben:

$$\frac{w'}{w} = \frac{1+\alpha t' + \beta t'^2}{1+\alpha t+\beta t^2} \cdot e^{q\left(\frac{1}{T'}-\frac{1}{T}\right)}.$$

Die angenäherten Werte sind:

$$\alpha = 0{,}003,\ \beta = 0,\ q = 5600.$$

Für geschmolzenen Quarz liegt q zwischen 9000 und 11000.

Unsere Messungen an **Bleiglanz** zeigen, daß dieser auch in dem Verhalten des Temperaturkoeffizienten durchaus den Charakter der metallischen Leitung trägt. Gleichwohl darf man sehr wahrscheinlich annehmen, daß, geradeso wie Pyrit unterhalb -30^0 C einen negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes aufweist, Bleiglanz allerdings bei viel tieferen Temperaturen unter -180^0 ein analoges Verhalten zeigen wird. Ein naheliegender Schritt ist es, diese Annahme auch auf die Metalle auszudehnen, zumal da ein Element, der Kohlenstoff, wie unsere Messungen an Graphit zeigen, schon bei gewöhnlicher Temperatur einen negativen Temperaturkoeffizient besitzt. Die Widerstandsmessungen von Dewar bei sehr tiefen Temperaturen haben gezeigt, daß die Widerstände sich nicht in derselben Weise ändern, wie von -180^0 bis zu den höchsten Temperaturen. Auch die Messungen von P. Chappuis und J. A. Harker[2]), von L. Holborn[1]), sowie von B. Meilink[2]) ergeben, daß der Widerstand des Platins sich durch eine dreikonstantige Formel, die dann zwischen -180^0 und $+500^0$ gültig ist, darstellen läßt, die Gleichung hat die Form

$$w = w_0\,(1 + \alpha t + \beta t^2 + \delta t^3).$$

Doch versagt, wie Meilink zeigt, diese derartige Formel für Temperaturen unter -200^0.

Schon bei -210^0 beträgt der Unterschied zwischen beobachteter und berechneter Temperatur $0{,}5^0$, bei -252^0, wie J. Dewar[3]) zeigte, bereits -14^0.

Demnach muß die Widerstandskurve des Platins unterhalb von -200^0 einen völlig anderen Verlauf zeigen als sich aus den Beobachtungen oberhalb von -200^0 erwarten läßt. (Die Größe q läßt sich darnach annähernd zu 3—6 schätzen.)

Viel ausgeprägter zeigt das Eisen ein analoges Verhalten; während die Beobachtungen zwischen $+500^0$ und -180^0 bei -252^0 einen Widerstand erwarten lassen, der kleiner als $0{,}01 \cdot w_0$ wäre, beträgt dieser in Wirklichkeit nach J. Dewar $0{,}125 \cdot w_0$, und es wäre möglich, daß der Punkt, wo $\frac{dw}{dt} = 0$ ist, schon innerhalb oder in der Nähe der heute erreichbaren Temperaturen liegt.

Bei den anderen Metallen, Silber, Gold, Kupfer liegt dieser Punkt dagegen sehr niedrig; q, die Dissoziationswärme ihrer Elektronen, muß sehr klein sein.

Graphit zeigt mit den Metallen darin Übereinstimmung, daß q weit kleiner ist als bei den meisten untersuchten Verbindungen.

Der Widerstand ist, nachdem die meisten Elektronen dissoziiert sind, $\frac{\sqrt{8\alpha m T}}{e^2 \cdot l}$ proportional.

Falls die Weglänge und α konstant bliebe, wäre der Widerstand mit $\sqrt{T}$ proportional. Bekanntlich ist dies nicht der Fall; man muß also annehmen, daß die Weglänge mit steigender Temperatur abnimmt und zwar für die verschiedenen Metalle in verschiedener Weise. Doch ist nicht möglich, daß der Widerstand, von der Elektronendissoziation abgesehen, der 1. Potenz der Temperatur streng proportional ist, da sich hieraus die Folgerung ergeben würde, daß die Weglänge für niedrige Temperaturen sehr groß, für 0^0 absolut unendlich groß würde. Wahrscheinlich ist, wie uns Rechnungen zeigten, $l = \frac{l_0}{1+f(T)}$, worin $f(T)$ eine komplizierte Funktion etwa $= A \cdot e^{-cT} \cdot T^{0,5+\varepsilon}$ ist.

1) vgl. loc. cit. S. 23.

2) P. Chappuis u. J. A. Harker, Trav. et mém. Bureau int. **12**, 1, 1900.

1) L. Holborn, Ann. d. Phys. **6**, 242, 1901.

2) B. Meilink, Commun. Phys. Labor. Leiden. Nr. 93, 1904.

3) J. Dewar, Proc. Roy. Soc. **68**, 360—366, 1901.

Wir haben diese Annahmen vorläufig in unserer Formel S. 573 umgangen, indem wir für diese Größen die empirisch für Metalle bei höheren Temperaturen ermittelten Werte des Temperaturkoeffizienten zugrunde legten.

Daraus, daß $\frac{dw}{dt}$ für die meisten Substanzen positiv wird, wenn der absolute Widerstand kleiner als etwa 0,01 bis 0,001 geworden ist, folgt, daß auch die Größe $c_1 \cdot N_0$ für die meisten Substanzen von der gleichen Größenordnung ist. Legen wir die Formeln von P. Drude[1]) und Lorentz[2]) zugrunde, so kann man $c_1 \cdot N_0$ schreiben $= \frac{e^2 N_0 l}{\sqrt{8 \alpha m T}}$. Das scheint uns recht bemerkenswert; denn wahrscheinlich hängt dies nicht mit einer zufälligen Konstanz des Produktes zusammen, in dem sich Größen befinden, die voneinander nicht direkt abhängen; vielmehr sind wahrscheinlich sowohl N_0 wie l der Größenordnung nach konstant, von e, m und α ist die strenge Konstanz in den Theorien von Drude und Lorentz vorausgesetzt.

Im folgenden seien einige mit obigen Anschauungen über Elektrizitätsleitung in festen Körpern in Zusammenhang stehenden Punkte erwähnt:

1. Das elektrochemische Verhalten der Metalloxyde und -sulfide findet dadurch eine Erklärung. Da z. B. Fe_2O_3 in $\overset{+}{Fe_2}O_3$ und $\overline{ne}$ zerlegt ist, könnte nur $\overset{+}{Fe_2}O_3$ als ganzes n wertiges Ion in Lösung gehen, müßte sich also z. B. mit n cl-Ionen zu $Fe_2O_3cl_n$ verbinden. Da aber diese Verbindungen nicht bekannt und daher wahrscheinlich nicht stabil sind, würde Fe_2O_3 wieder ausgeschieden werden. Die schwere Angreifbarkeit der festen Oxyde, Sulfide usw. als Elektroden in Lösungen beruht also wahrscheinlich darauf, daß sie nicht in Metall- und Sauerstoff- bezw. Schwefelionen zerfallen, sondern daß bei der eintretenden elektrischen Dissoziation das Molekül erhalten bleibt.

2. Die bei hohen Temperaturen plötzlich eintretende starke Weißglut durchsichtiger Oxyde, wie Quarz, Magnesia, Zirkonoxyd, Thoroxyd usw., beruht auf dem Zusammentreffen zweier steil verlaufender Kurven: 1. die Strahlungskurve, die für weiß z. B. bei 1600° der 15. Potenz der absoluten Temperatur proportional wächst, und 2. die Widerstandskurve, die für Quarz usw. bei diesen Temperaturen äußerst steil, entsprechend der Exponentialform der Funktion, verläuft.

3. Elemente, die elektronegativ sind, müssen in festem kristallinischen Zustand Isolatoren sein, wenn, wie wir angenommen, in diesem eine elektrolytische Leitung unmöglich ist, und es freie positive Elektronen nicht gibt.

4. Aus unseren Annahmen erklärt sich auch der grundlegende Unterschied im optischen Verhalten der Metalle und der meisten Metalloxyde und -sulfide und der anderen Verbindungen. Die Metalle werden, wie sowohl aus den Messungen der Reflexion wie aus der direkten Bestimmung der Absorption folgt, im Ultraviolett bedeutend durchsichtiger, die Metallsulfide usw. dagegen undurchsichtiger. Wie Drude gezeigt hat, ist die Absorption im Ultraviolett auf die Eigenschwingung des negativen Elektrons zurückzuführen. Da diese bei den Verbindungen der Metalle der Mehrzahl nach noch gebunden sind, so können sie Schwingungen um eine Ruhelage ausführen. Zum Teil aber sind wie bei den Metallen die negativen Elektronen frei; dies bedingt die kontinuierliche der Maxwellschen Regel folgende Absorption. Außerdem können wie bei den Isolatoren die positiven nicht abdissoziierten Atomgruppen schwingen, solange sie mit dem negativen Elektron verbunden sind. Daß die gutleitenden Metalloxyde und -sulfide in demselben Sinne wie die Metalle von der Maxwellschen Regel abweichen, erklärt sich daher sehr leicht aus ihrem übereinstimmenden elektrischen Verhalten.

5. Für eine Theorie des Para- und Diamagnetismus erscheint beachtenswert, daß die gutleitenden Oxyde und Sulfide paramagnetisch, die schlechtleitenden diamagnetisch sind; diese Regel gilt sogar, wenn mehrere verschiedenartige Oxyde vorhanden (PbO_2 schlechtleitend, diamagnetisch, PbO gutleitend, paramagnetisch; Cu_2O schlechtleitend, diamagnetisch, CuO besser leitend, schwach paramagnetisch.

6. Vielleicht lassen sich auf Grund der Elektrizitätsleitung neue Definitionen des festen kristallinischen, flüssigen und gasförmigen Zustandes gewinnen:

Feste kristallinische Körper dissoziieren in negative Elektronen und positiv geladene Moleküle, welch letztere das Kristallgitter bilden, und leiten metallisch; Flüssigkeiten dissoziieren in negative und positive Ionen, die beide Materie mit sich führen; Gase dissoziieren von selbst überhaupt nicht weder bei gewöhnlicher noch bei hoher Temperatur.

7. Einige spezielle Folgerungen für Thermoeffekt, Thomsoneffekt usw. wollen wir später diskutieren.

Das Ergebnis dieser Arbeit läßt sich folgendermaßen zusammenfassen:

Der elektrische Widerstand fester Körper ist in seiner Abhängigkeit von der Temperatur durch ein Gesetz von

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 1, 566, 1900.
2) H. A. Lorentz, Ergebnisse u. Probleme d. Elektronentheorie. Berlin 1905.

der Form $w = w_0 (1 + \alpha t + \beta t^2) e^{\frac{q}{t+273}}$ darstellbar. Die elektronentheoretischen Folgerungen aus diesem Gesetz geben den Zusammenhang mit verschiedenen physikalischen Erscheinungen befriedigend wieder.

Freiburg i. Br., Mathem.-physik. Institut. Juli 1906.

(Eingegangen 16. Juli 1906.)

Die Farbenerscheinungen bei fließenden Kristallen.

Von O. Lehmann.

Die fließend-kristallinischen Modifikationen der Verbindungen des Cholesterins mit organischen Säuren sind bekanntlich[1]) dadurch ausgezeichnet, daß sie bei Betrachtung mit freiem Auge auf dunklem Hintergrund, sowie bei mikroskopischer Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols merkwürdige, außerordentlich prächtige Farbenerscheinungen zeigen, welche zum Teil an das Schillern des Opals erinnern, weit mehr aber an das von Beugungsgittern, und bisher noch nicht erklärt sind.

Von Herrn Prof. F. M. Jaeger in Zaandam ist vor einiger Zeit eine Reihe neuer Cholesterinverbindungen dargestellt worden, welche er mir in freundlicher Weise zur näheren Untersuchung überließ. Bei diesen glaube ich den Grund der Erscheinungen gefunden zu haben und möchte meine Auffassung mitteilen, da, falls sie zutrifft, die Erscheinungen für die Kenntnis der Vorgänge bei Kristallisation und Erstarrung, sowie bei der Umwandlung einer fließend-kristallinischen Modifikation in eine andere — einer bei diesen neuen Präparaten zum erstenmal beobachteten Erscheinung — von großem Werte werden dürften. Sie steht in Übereinstimmung mit der von mir seit dem Jahre 1876 vielfach verteidigten Anschauung[2]), die allgemein angenommene Kontinuitätstheorie der Aggregatzustände sei irrig, die verschiedenen Modifikationen einer Substanz seien nicht nur durch die Art der Zusammenlagerung (Aggregation) der Moleküle verschieden (Mitscherlichs Theorie des Polymorphismus, van der Waals' Theorie der Kontinuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes), sondern die Moleküle selbst seien ungleich beschaffen, so daß also polymorphe Modifikationen Mischkristalle bilden und die festen Modifikationen in der (oder den) flüssigen sich auflösen können, was nach der herrschenden Kontinuitätshypothese absolut unmöglich ist.

1) Siehe die Literatur in O. Lehmann, Flüssige Kristalle. Leipzig, W. Engelmann. 1904. S. 42.

2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **20**, 77, 1906.

Der Prozeß der Erstarrung ist nach meiner Auffassung nichts anderes als die Kristallisation der festen Modifikation aus ihrer Lösung in der Schmelze, ebenso ist die Kondensation eines Dampfes aufzufassen als die Ausscheidung der Flüssigkeit aus ihrer Lösung im Gase[1]) und alle Anomalien in der Nähe des Erstarrungs- bezw. Kondensationspunkts sind Folgeerscheinungen dieser Löslichkeit, müssen sich somit quantitativ aus derselben ableiten lassen, falls es gelingt, auf irgendeinem Wege die Konzentration der Lösung zu ermitteln. Die in Frage stehenden Farbenerscheinungen gehören ebenfalls zu diesen Anomalien, und falls meine Ansicht zutrifft, wird es möglich sein müssen, auf Grund der Sätze der theoretischen Optik aus der beobachteten Farbe mit Sicherheit jene bis jetzt unbekannte Konzentration der Lösung zu ermitteln.

Der Verlauf der fraglichen Farbenerscheinungen ist folgender. Schmilzt man eine kleine

1) Ostwald, Lehrb. d. Allgem. Chemie, Bd. II, Teil 3, S. 1 gibt an, bis zum Jahre 1890 sei „der Name Lösung ausschließlich auf flüssige homogene Gemenge angewendet worden", die Ausdehnung des Lösungsbegriffs (homogenes Gemenge) auf Gase sei zuerst von ihm (l. c. I, 606, 1901) durchgeführt worden. Dies ist nicht zutreffend, denn bereits in meiner ersten diesbezüglichen Abhandlung (Zeitschr. für Kristallogr. I, 97, 1877) ist als selbstverständlich vorausgesetzt, daß Lösungen in Flüssigkeiten und Gasmischungen ihrem Wesen nach nicht voneinander verschieden sind, es wird auch eingehend von der „Lösung" fester, flüssiger und gasförmiger Körper in Gasen gesprochen, ebenso in meinem Buch Molekularphysik z. B. **2**, 201, 1889. Es ist auch schon mit aller Klarheit ausgesprochen, daß nicht nur ein fremder Stoff in einem Gase gelöst sein kann, sondern auch eine flüssige oder feste Modifikation derselben Substanz. Ostwald bemerkt dazu in der Zeitschr. f. phys. Chem. **3**, 368, 1889 über manches, insbesondere über des Verfassers Ansichten von einer „Loslichkeit von Flüssigkeiten im Dampf" sei eine Auseinandersetzung wünschenswert. Auch die Mischkristalle sind schon in meiner Dissertation 1876 auf gleiche Stufe mit den Lösungen gestellt, doch nicht als solche bezeichnet, weil nach meiner Ansicht „Lösung" nur dann stattfindet, wenn der sich lösende Korper im Lösungsmittel diffundiert. Mischkristalle entstehen aber nicht durch Diffusion, sondern Adsorption, wie in meinem Buch „Flüssige Kristalle", S. 150 u. 170, näher ausgeführt ist. Eine Losung muß auch einen „Sättigungspunkt" haben, d. h. der gelöste feste Körper muß bei Überschreitung desselben auskristallisieren. Deshalb können z. B. kolloidale Pseudolösungen, die mit den Mischkristallen hinsichtlich ihrer Konstitution (nicht bezüglich der Entstehung) auf gleiche Stufe gestellt werden können, ebenfalls nicht als „Lösungen" bezeichnet werden. Aus Goldrubinglas z. B. kann das Gold nicht auskristallisieren, weil es schon auskristallisiert ist. Wäre der W. Thomsonsche Satz von der größeren Losungstension an konvexen Flächen zutreffend, so konnte man allerdings an ein Aufzehren der kleinen Goldpartikelchen durch einen größeren Kristall denken. Jener Satz trifft aber nicht zu. (Diese Zeitschr. **7**, 392, 1906.) Auch das Zusammenflocken kolloidal suspendierter Partikelchen entspricht nicht der Kristallisation, da die richtende Kraft fehlt, welche die sich aneinander legenden Teilchen parallel richten müßte. Hierzu ist eben vom Standpunkt der Molekulartheorie notig, daß diese Teilchen Moleküle, nicht größere Komplexe solcher sind. Nach Ostwalds energetischer Theorie, welche die Existenz von Molekülen verwirft, ist allerdings das Auftreten solcher richtender Kräfte vollkommen unverständlich, da die Energiegleichungen vektorielle Eigenschaften nicht berücksichtigen. Sie existieren aber doch.

Menge der Substanz auf dem Objektträger des Mikroskops, bedeckt sie mit einem Deckglas und läßt nun abkühlen, so kündigt sich das Auftreten der fließend-kristallinischen Modifikation an durch das Erscheinen eines schwachen hellblaugrauen Schimmers, welcher wieder verschwindet, wenn der Übergang in diese Modifikation beendet ist, d. h. die fließenden Kristalle sich zu einer zusammenhängenden Masse aneinandergeschlossen haben.[1])

Die Ursache dieses zuerst auftretenden hellblaugrauen Farbenschimmers dürfte die gleiche sein wie die der sog. Farben der „trüben Medien", indem die winzigen zuerst auftretenden fließenden Kriställchen eine Trübung der Schmelze bedingen. Er ist also ohne besondere Bedeutung.

Bei weiterer Abkühlung sieht man dann aber erst blaß, dann immer intensiver einen prächtig blauvioletten Schimmer auftreten, welcher allmählich in rein blau, manchmal auch nacheinander in grün, gelb, rot usw. übergeht, also alle Farben des Spektrums durchläuft. Schließlich verschwindet er plötzlich, indem die Masse erstarrt. Diese später auftretenden gesättigten Farben erscheinen namentlich dann in voller Schönheit, wenn die Masse durch Fließen infolge der Volumänderung beim Erstarren oder veranlaßt durch Andrücken des Deckglases mittels der Präpariernadel (bis auf die sog. „öligen Streifen") vollkommen homogen geworden ist, d. h., da ein völlig ungeordnetes Aggregat von Molekülen wegen der „Homöotropie" nicht vorliegen kann, sich in ein Aggregat verwandelt hat, in welchem überall die optische Achse senkrecht zur Glasfläche steht, in eine sog. pseudoisotrope Masse. Zwischen gekreuzten Nicols sind die Farben dieselben, und beim Drehen von Polarisator oder Analysator kann man mehr oder minder starke Drehung der Polarisationsebene konstatieren, die natürlich von der Dicke des Präparats abhängt. Im durchfallenden gewöhnlichen Licht sieht man sehr blaß die komplementären Farben.

Die Aufklärung über die Ursache der Erscheinung brachte die nähere Untersuchung des Cholesterylcaprinats, bei welchem die Existenz von zwei fließend-kristallinischen Modifikationen konstatiert wurde[2]), sowie die Möglichkeit, die Stabilität derselben durch fremde Zusätze zu beinflussen.

Schmilzt man die Substanz und läßt zwischen gekreuzten Nicols unter dem Mikroskop langsam abkühlen, indem man zweckmäßig gleichzeitig Heizflamme und kühlenden Luftstrom wirken läßt[1]), so tritt zunächst eine sehr schwach doppelbrechende relativ leicht fließende kristallinische Modifikation auf, deren Kristallindividuen so klein sind, daß sie (ohne Zusatz eines Lösungsmittels) nicht deutlich erkannt werden können. Die Masse erscheint gesprengelt dunkelgrau und wird beim Niederdrücken des Deckglases mittels der Präpariernadel schwarz, durchzogen von einem Netzwerk „öliger Streifen" (Fig. 1), ganz wie die ähnlich aussehende

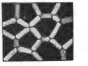


Fig. 1.

fließend-kristallinische Modifikation des Cholesterylbenzoats. Ursache dieser Umwandlung ist die Homöotropie, welche bedingt, daß gewissermaßen Straßen oder Kanäle sich bilden, in welchen die Masse leicht fließt, die „öligen Streifen", die dort infolge der Druckwirkung der Moleküle sich parallel gerichtet haben und zwar so, daß der Reibungswiderstand ein Minimum wird. Dies tritt ein, wenn die optische Achse, wie es bei den öligen Streifen der Fall ist, senkrecht zu den aneinander vorbeigleitenden Schichten steht. In den von den öligen Streifen umschlossenen Gebieten steht umgekehrt die optische Achse senkrecht zur Glasfläche, einesteils infolge der adsorbierenden und orientierenden Kraft der Glasflächen, anderenteils infolge der Druckwirkung, welche solchen Effekt haben kann, wenn die Moleküle etwa blättchenförmig sind, wie bereits bei Besprechung der analogen Erscheinungen bei Paraazoxyzimtsäureäthylester angedeutet wurde.[2]) Die geringere Reibung in der um 90° verdrehten Stellung erklärt sich unter dieser Annahme sehr einfach dadurch, daß die hochkant stehenden Blättchen in den öligen Streifen nur mit geringer Fläche das Glas berühren, die platt anliegenden in den schwarzen Gebieten dagegen in ihrer ganzen Ausdehnung. Diese Gebiete bilden gewissermaßen feststehende Inseln, welche von der in den öligen Streifen sich fortschiebenden Masse umflossen werden. Im Durchschnitt gezeichnet wäre also die Stellung der Blättchen in den dunklen Gebieten, so wie in Fig. 2 *aa*, in den öligen Streifen, so

1) Bei Mischungen mit Paraazoxyphenetol habe ich häufig zwischen gekreuzten Nicols eine kaum sichtbare gesprengelte dunkelblaugrüne Masse den fließenden Kristallen voranschreiten sehen. Vielleicht handelt es sich um eine dünne Schicht der letzteren, welche sich infolge Adsorption durch das Glas früher ausscheidet.

2) O. Lehmann, diese Zeitschr. **7**, 393, Anm., 1906.

1) Mikroskope, welche mit diesen Vorrichtungen versehen sind, liefern Voigt & Hochgesang in Göttingen und C. Zeiß in Jena. Die Präparate sind zu beziehen von E. Merck in Darmstadt.

2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **19**, 407, 1906.

Digitized by Google

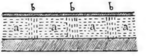


Fig. 2.

wie in Fig. 2 *bb*. Hierdurch wird auch klar, daß ein öliger Streifen ohne weiteres verschwinden oder sich (in beliebiger Ausdehnung) neu bilden kann. Letzteres geschieht z. B., wenn die Masse um eine Luftblase herumströmt (Fig. 3), weil sich die Blättchen der Oberfläche

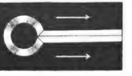


Fig. 3.

derselben parallel richten und durch die Strömung weitergetrieben diese Stellung behalten. Natürlich handelt es sich nicht um sichtbare Blättchen, sondern um Moleküle, und man kann darin, daß die Erklärung aller dieser Erscheinungen nur unter Beiziehung der Form der Moleküle möglich ist, einen Beweis für deren Existenz sehen, entgegen der von Ostwald vertretenen Auffassung, welche die Existenz von Molekülen nicht anerkennen will, aber nicht imstande ist, eine Erklärung solcher Erscheinungen zu bieten.

Im allgemeinen bilden die öligen Streifen zwischen gekreuzten Nicols, wenn die Masse zur Ruhe gekommen ist, ein Netzwerk leuchtender Streifen, welche dunkle Zellen umschließen. Sinkt die Temperatur immer weiter, so sieht man plötzlich, in der Regel von einer Seite her, eine Veränderung in der Masse sich vollziehen, die sich dadurch ankündigt, daß der dunkle Inhalt der Zellen zunächst violette, dann blaue, eventuell auch nacheinander grüne, gelbe und rote Farbe annimmt, worauf dann plötzlich die Ausscheidung der zweiten fließend-kristallinischen Modifikation, d. h. die Umwandlung der vorhandenen, sehr schwach doppelbrechenden Modifikation I in die neue stärker doppelbrechende, in größeren Kristallindividuen[1]) auftretenden Modifikation II erfolgt. Daß die letztere etwas weniger leichtflüssig als die Modifikation I ist, erkennt man ohne weiteres, wenn man mit der Präpariernadel auf das Deckglas drückt, wobei die Modifikation I in starke Strömung gerät, während die Modifikation II sich wie eine zähere Flüssigkeit verhält.

Die stärkere Doppelbrechung ergibt sich daraus, daß die Modifikation II nicht wie I grau erscheint, sondern in Interferenzfarben I. oder II. Ordnung, obschon natürlich die Dicke des Präparats bei der Umwandlung sich nicht geändert hat, speziell da, wo beide Modifikationen in Berührung sind. Genauer kann man sich von der Stärke der Doppelbrechung überzeugen durch das früher beschriebene Verfahren der Erzeugung Newtonscher Farbenringe mittels einer Linse als Deckglas.[1])

Der farbige Saum, welcher der Umwandlung voranschreitet, erweist sich auch bei der stärksten Vergrößerung als vollkommen homogen und ist von keiner Strömung oder sonstigen Änderung der Masse begleitet. Es handelt sich also offenbar um eine molekulare Änderung, die mit der Auskristallisation der Modifikation II zusammenhängt, da sie derselben unmittelbar vorangeht, derart, daß diese mit Sicherheit erfolgt, sobald (bei der angewandten Dicke der Präparate) die rote Farbe erreicht ist.

Nach dem Wesen dieser molekularen Änderung brauchen wir nicht lange zu suchen. Meine Beobachtungen über das Wachstum der Kristalle[2]) haben zu dem Ergebnis geführt, daß jeweils, wenn sich aus einer Flüssigkeit Kristalle ausscheiden, angenommen werden muß, der Stoff derselben sei zuvor in der Flüssigkeit gelöst gewesen. Da, abgesehen von der regelmässigen molekularen Struktur, kristallinische Flüssigkeiten den isotropen in ihren Eigenschaften vollkommen gleichen, liegt kein Grund vor anzunehmen, hier läge die Sache anders, man wird folgerichtig erwarten müssen, daß die Modifikation II, bevor sie sich in Kristallindividuen ausscheidet, in der Modifikation I gelöst sei und zwar, ganz wie im Falle der Ausscheidung der festen Modifikation aus einer Schmelze[3]), um so reichlicher, je mehr sich die Temperatur dem Ausscheidungspunkt (der sog. Verwandlungstemperatur) nähert, welche in Wirklichkeit die Sättigungstemperatur der Lösung ist.

Eine andere eingreifende molekulare Änderung, welche als Ursache der Farbenerscheinung gedacht werden könnte, ist nicht auffindbar, ich glaube deshalb zu dem Schluß berechtigt su sein, daß die Farbenerscheinung in der Tat dadurch bedingt ist, daß sich mit sinkender Temperatur in immer reichlicherem Maße Mole-

1) Um die einzelnen Kristallindividuen der beiden Modifikationen sehen zu können, muß man natürlich ein Lösungsmittel zusetzen. Als solches habe ich eine Mischung von etwa gleichen Teilen Anilin und Amylalkohol zweckmäßig gefunden.

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **18**, 796, 1905.
2) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **1**, 433, 1877.
3) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 200ff.

Digitized by Google

küle der Modifikation II in der fließend-kristallinischen Modifikation I in Lösung befinden. Die optischen Erscheinungen zu berechnen, welche sich ergeben müssen, wenn sich in eine optisch einachsige zur Achse senkrechte Platte Moleküle einer andern ebenfalls optisch einachsigen[1]), aber stärker doppelbrechenden Substanz, vermutlich in entsprechender Stellung, einlagern, ist ein neues, bisher noch nicht gelöstes Problem der theoretischen Physik. Daß aber der Ansatz hierzu richtig ist, dürfte schon aus der Drehung der Polarisationsebene zu schließen sein, die mit der Farbenerscheinung verbunden ist, deren Größe von der Dicke abhängt, und deren Ursache wohl nur in der Übereinanderschichtung nicht übereinstimmender anisotroper Schichten gesucht werden kann.

Eine experimentelle Prüfung der Hypothese ist möglich durch Untersuchung des Einflusses fremder Beimischungen, durch welche das Konzentrationsgleichgewicht der beiden Modifikationen gestört und die Sättigungskonzentration geändert werden kann, z. B. derart, daß die Sättigung, d. h. die Umwandlung, erst bei höherem Gehalt der Modifikation I an Modifikation II erfolgt als ohne Beimischung, da nun nicht mehr allein Modifikation I, sondern auch die fremde Beimischung als Lösungsmittel in Betracht kommt. Die Reihe der aufeinanderfolgenden Farben wird sich dann weiter ausdehnen müssen als bei dem reinen Präparat.

Ein solcher Einfluß ließ sich in der Tat beobachten und zwar bei den verschiedensten Zusätzen, vor allem bei Verwendung von Paraazoxyphenetol in solcher Menge, daß die nadelförmigen Kristalle desselben aus der durch Drücken auf das Deckglas homogen gemachten von einem Netzwerk öliger Streifen durchzogenen Modifikation auskristallisieren, ehe die Umwandlung in die Modifikation II eintritt. Daß diese Kristalle überhaupt in der fließend-kristallinischen Modifikation I wachsen können, ist wieder ein Beweis dafür, daß sich diese, trotz ihrer kristallinischen Struktur, wie ein gewöhnliches flüssiges Lösungsmittel verhält, daß sie auch Paraazoxyphenetol in feinster d. h. molekularer Verteilung (in Lösung) aufnehmen kann.

Erfolgt nun die Ausscheidung dieser nadelförmigen Kristalle in der zwischen gekreuzten Nicols schwarz erscheinenden Masse, so sieht man bei sinkender Temperatur einen immer breiter werdenden Hof rings um dieselben auftreten, beginnend als violette Aureole, welcher alsbald eine blaue, sodann eine grüne, gelbe, rote und graue (stark die Polarisationsebene drehende) nachfolgt, worauf schließlich an der Oberfläche der Nadeln die fließenden Kristalle der Modifikation II auftreten.

1) Sie kann ebenfalls pseudoisotrope Massen bilden.

Natürlich bieten diese in allen Regenbogenfarben schillernden, außen violetten, innen roten Höfe auf dem schwarzen, von einem Netzwerk heller öliger Streifen durchzogenen Hintergrund einen prächtigen Anblick, der Versuch läßt sich deshalb auch als anregendes Vorlesungsexperiment verwerten.

Da, wie ich früher gezeigt habe, die Konzentration in den Höfen der Kristalle eine geringere ist als fern davon[1]), ist aus dem Versuch in Verbindung mit der obigen Hypothese zu schließen, durch den Zusatz des Paraazoxyphenetols werde die Konzentration der Modifikation II in der Lösung in Modifikation I vermindert, da bei derselben Temperatur an Stellen, wo reichlich Phenetol vorhanden ist, die Farbenerscheinung nicht auftritt, während sie überall da erscheint, wo das Phenetol entzogen wird und zwar einer um so größeren Konzentration der Modifikation II entsprechend, je mehr der Phenetolgehalt vermindert wird. Bei Zumischung von viel Paraazoxyphenetol kommen Kristalltropfen zur Ausscheidung, welche kugelförmig sind, wenn der Gehalt an diesem Zusatz den des Cholesterylcaprinats bedeutend überwiegt. Wie sich dieselben ändern, wenn der Gehalt an letzterem steigt, sieht man am einfachsten an einem Präparat, welches auf der einen Seite aus einem Paraazoxyphenetol besteht, auf der anderen aus Caprinat. Zunächst werden die Tropfen schraffiert, d. h. sie erscheinen aus sehr vielen Individuen zusammengesetzt, welche die Form dünner paralleler Lamellen haben. (Fig. 4.) Diese Schraffierung wird mit steigendem Caprinatgehalt immer feiner und schließlich selbst bei stärkster Vergrößerung unsichtbar. Daß sie aber immer noch vorhanden sein muß, ist deutlich an den durch Vereinigung mehrerer solcher schraffierter Tropfen von verschiedener Schraffierungsrichtung zu erkennen, welche gewöhnlich als Drillingstropfen auftreten (Fig. 5), insofern die Grenzen der drei Individuen auch dann noch sichtbar bleiben, wenn von der Schraffierung selbst nichts mehr zu sehen ist. Solche äußerst fein schraffierte Tropfen sind nicht mehr kugelförmig, sondern ellipsoidisch, und man kann alle Übergänge zu den zweispitzigen zylindrischen Stäbchen des reinen

Fig. 4.

Fig. 5.

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 110 u. ff.

Cholesterylcaprinats verfolgen.[1]) Deformiert man sie durch Andrücken des Deckglases mit der Präpariernadel, so wird die Masse pseudoisotrop mit öligen Streifen durchzogen, indes zwischen gekreuzten Nicols nicht schwarz, sondern in glänzenden Farben leuchtend und mit starker Drehung der Polarisationsebene. Beim Erwärmen treten in der homogenen Masse runde Flecke mit schwarzem Kreuz auf, welche einer Änderung der Molekularstruktur entsprechen, ähnlich wie sie bei Paraazoxyzimtsäureäthylester beobachtet wurde.[2])

Auch diese außerordentlich glänzende Farbenerscheinung muß analogen Grund haben, d. h. sie beruht auf der Lösung der Modifikation II des Cholesterylcaprinats in dem flüssig-kristallinischen Paraazoxyphenetol oder was dasselbe bedeutet, auf der Bildung von Mischkristalltropfen beider Substanzen, wobei die Moleküle der Modifikation II des Caprinats in regelmäßiger Stellung in die Kristalltropfen des Phenetols eingelagert zu denken sind. Das Phenetol vertritt also hier die Stelle der Modifikation I d. h. mit zunehmendem Phenetolgehalt wird die Konzentration der Modifikation II so groß, daß die Menge derselben weitaus gegen die der Modifikation I, in welcher sie gelöst ist, überwiegt, und dies wird dadurch ermöglicht, daß nunmehr das beigemischte Phenetol die Rolle des Lösungsmittels übernimmt. So kann der mit Violett auf der Seite des Caprinats beginnende regenbogenartige Farbensaum kontinuierlich in die obigen glänzenden Farben der vorwiegend Phenetol enthaltenden Zonen übergehen, vorausgesetzt, daß Überkühlung die Ausscheidung fester Kristalle verhindert. Ähnlich sind die Erscheinungen bei Zumischung von Paraazoxyanisol oder Paraazoxyanisolphenetol, doch lassen sich bei ersterem die Höfe um die festen Kristalle nur unvollkommen beobachten, bei letzterem gar nicht. Die der Umwandlung voranschreitende regenbogenartige Farbenerscheinung ist in beiden Fällen sehr intensiv, bei dem zuletzt genannten Präparat sind speziell die Farben bei Mischungen mit wenig Caprinat sehr glänzend. Die letzteren Farben erklären sich wie angegeben dadurch, daß das flüssig-kristallinische Paraazoxyphenetol bezw. -anisol Cholesterilcaprinat (Modifikation II) in Lösung aufzunehmen vermag, man könnte somit vermuten, daß der der Umwandlung der Modifikation I in die Modifikation II voranschreitende Farbensaum teilweise umgekehrt durch das in Modifikation I gelöste Phenetol bezw. Anisol verursacht sei, welches, da es nicht oder nur in geringem Maße in die sich ausscheidenden Kristalle der Modifikation II eingeht, sich in der Nähe der letzteren anreichern muß. Gegen diese Annahme spricht aber der oben erwähnte Umstand, daß diejenigen Teile der Modifikation I, welche mit Phenetol übersättigt sind, dunkel erscheinen können, während in dem minder übersättigten Hofe der Kristalle Farben auftreten. Erfolgt in solcher dunkler Masse Ausscheidung der Kristalle der Modifikation II ohne Ausscheidung fester Phenetolkristalle, so schreitet der Farbensaum ebenfalls voran, d. h. diese Ausscheidung erfolgt, wenn die Sättigung erreicht ist, was im vorbesprochenen Falle lediglich Folge der Abkühlung ist, nicht der Ausscheidung von Phenetol.

Ein Einfluß auf die Farbenerscheinung wurde ferner beobachtet bei Zumischung von Cholesterylcapronat, sowie -formiat. Diese Stoffe treten in einer fließend-kristallinischen Modifikation auf, welche der Modifikation I des Cholesterylcapronats gleicht und vielleicht mit derselben isomorph ist. Werden die beiden Schmelzen in Berührung gebracht und abgekühlt bis zur Umwandlung in Modifikation I, so ist die Grenze nicht zu erkennen. Tritt aber Umwandlung in Modifikation II ein, so macht dieselbe an der unsichtbaren Grenze halt, und der voranschreitende Farbensaum bleibt in der Mischzone gewissermaßen stecken. Er hält sich noch lange, selbst wenn die Temperatur auf Zimmerwärme heruntergegangen ist, d. h. die Mischung läßt sich stark überkühlen. Wäre Überkühlung bis zu amorpher Erstarrung möglich, so wäre hier geradezu ein Beweis für meine Auffassung des amorphen Zustandes[1]) gegeben, daß ein amorpher Körper als ein Gemisch mehrerer Modifikationen aufzufassen ist, mindestens als Gemisch der flüssigen und der festen Modifikation, die in diesem Falle durch Modifikation I und II ersetzt sind.

Übrigens tritt nicht nur Überkühlung ein, sondern die Erstarrungstemperatur, d. h. die Temperatur der Sättigung der gemischten fließend-kristallinischen Modifikationen, sowohl für Cholesterylcaprinat wie Cholesterylcapronat bezw. -formiat ist erheblich erniedrigt. Man erkennt dies beim Wiedererwärmen, wobei die Mischzone lange vor den reinen Substanzen fließend-kristallinisch wird. Der von mir früher für den Schmelzpunkt in Kontakt befindlicher Körper gefundene Satz[2]), daß die Erniedrigung desselben gar nicht Lösung der Körper erfordert, sondern schon bei Berührung eintritt, gilt somit auch für die Temperatur der Umwandlung in fließend-kristallinischen Modifikationen.

1) Siehe über die Gestaltungskraft fließender Kristalle. O. Lehmann, Verh. d. D. phys. Gesellschaft **8**, 143, 1906.
2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **20**, 69, Fig. 11, 1906.

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 210.
2) O. Lehmann, Wied. Ann. **24**, 1, 1885.

Ähnliche Beobachtungen wie bei Cholesterylcaprinat machte ich bei Cholesterylisovalerat. Auch dieses besitzt zwei fließend-kristallinische Modifikationen, welche wahrscheinlich den des Cholesterylcaprinats isomorph sind, indes nur bei Zumischung von Paraazoxyphenetol stabil erhalten werden. Beim Auftreten der Kristalle des letzteren setzen sich die fließenden Kristalle der Modifikation II daran an, indes beobachtet man zuvor nur einen schwach blauen Farbensaum in der schwarz erscheinenden Modifikation I. Kommen bei überschüssigem Phenetol die flüssigen Kristalle dieser Substanz zur Ausscheidung, so bilden sich wie bei dem Caprinat ellipsoidische oder zylindrische Mischkristalltropfen, doch sind ihre Dimensionen relativ klein. Ähnliches gilt von dem Cholesterylcaprylat. Hier sieht man die wachsenden Kristallnadeln des Paraazoxyphenetols sich mit farbigen Höfen umgeben (außen violett, innen rot), es kommt aber nicht zur Ausscheidung der Modifikation II, da zuvor die Masse erstarrt. Bei Cholesterylisobutyrat sieht man dagegen die fließenden Kristalle der Modifikation II an die Kristallnadeln des Phenetols sich ansetzen, obschon nur ein blaß-blauer Hof voranschreitet. Die Erscheinungen bei Zusatz von viel Phenetol, d. h. die Bildung der ellipsoidischen und zylindrischen Tropfen, Drillingstropfen usw., sind dieselben wie bei den vorher besprochenen Präparaten und zeigen sich besonders schön bei dem Cholesterylcaprilat und dem Cholesterylisobutyrat. Wesentlich anders verhält sich das Cholesterylnormalvalerat. Wohl kann man auch hier unter günstigen Umständen, wenigstens bei Zumischung von Paraazoxyphenetol, zwei fließend-kristallinische Modifikationen erhalten, von welchen die Modifikation II nur unmittelbar vor dem Erstarren an einzelnen Stellen für einen Moment auftritt, auch kündigt sich deren Erscheinen an durch die bekannten Farben, beginnend mit violett, durch blau und grün in blaßrot übergehend, vorausgesetzt, daß man durch Drücken auf das Deckglas die Modifikation I zunächst in eine pseudoisotrope (schwarze) mit hellen öligen Streifen durchzogene Masse verwandelt hat; aber die Farben erscheinen nicht zuerst in der Nähe der wachsenden Phenetolkristalle, sondern bleiben dort geradezu aus, so daß deren Hof noch schwarz oder dunkelblauviolett erscheint, wenn die ganze übrige Masse bereits hellgelbgrün geworden ist. Das Phenetol hat also hier den umgekehrten Effekt wie bei Caprinat, es begünstigt die Bildung der Modifikation II, welche in reinen phenetolfreien Präparaten nur bis zum Auftreten der blaugrünen Farbe fortschreitet, ehe Erstarrung eintritt. Ähnliches beobachtet man bei Cholesterylacetat. Wahrscheinlich besitzt auch dieses eine zweite fließend-kristallinische Modifikation, da sie sich durch das Auftreten der Farben (nacheinander violett, blau, gelbgrün) ankündigt. Die wachsenden Phenetolkristalle haben dunkle Höfe, welche erst violettblau werden, wenn die umgebende Masse gelbgrün geworden ist. Ebenso umgeben sich die Phenetolkristalle mit blauem Hof in der gelbgrünen Masse, wenn an Stelle von Cholesterylacetat Cholesterylpropionat genommen wird. In diesem Falle kann man die Ausscheidung der Modifikation II zuweilen wirklich beobachten. Sie erfolgt unmittelbar vor dem Erstarren an solchen Stellen, wo die Farbe in rot übergegangen ist. Sehr schöne Farbenerscheinungen erhält man an der Grenze der in Berührung gebrachten Schmelzen von Cholesterylbenzoat und Paraazoxyphenetol. Da wo letztere Substanz im Überschuß vorhanden ist, entstehen, wie bei den zuvor besprochenen Stoffen, die eiförmigen oder komplizierter geformten Kristalltropfen, und beim Niederdrücken des Deckglases fließen sie zu einer breiten Farbenzone zusammen, die violette Seite nach außen, d. h. nach der Seite des Cholesterylbenzoats gewendet. Gewöhnlich folgt auf das erste Spektrum ein zweites mit weniger gesättigten Farben, doch sind es nicht mehr die einfachen Spektralfarben, da sich die Drehung der Polarisationsebene in beträchtlichem Maße geltend macht. Da die Farben allmählichen Übergang zeigen, so kommt man zu der Vorstellung, die Beimischung des Phenetols begünstige die Entstehung der Modifikation II, welche im reinen Zustand nicht auftreten kann, sondern nur in Form der eiförmigen Mischkristalltropfen vermischt mit Phenetol. Hier wird also der Prozentgehalt an gelöster Modifikation II mit sinkender Temperatur sehr viel größer als bei den erst besprochenen Cholesterinverbindungen, wie die starke Änderung der Farben zeigt, eben weil die Modifikation II nicht auskristallisieren kann. Ist er aber sehr groß geworden, so findet die Ausscheidung wirklich statt in Form der ellipsoidischen phenetolhaltigen Kristalle.

Da solche ellipsoide Kristalltropfen auch bei solchen Cholesterinverbindungen erhalten werden, die nur die fließend-kristallinische Modifikation I zeigen und schwache Farbenerscheinungen (auch bei Zumischung von Phenetol), wie Cholesterylcapronat und Cholesterilnormalbutyrat, so ist zu schließen, daß auch diese die fließend-kristallinische Modifikation II besitzen, daß sie aber nur in Mischung mit einer sehr großen Menge Phenetol stabil ist. Das Cholesteryloleat tritt nur in der Modifikation II auf und bildet mit Paraazoxyphenetolanisol große ellipsoidische Tropfen, wie zu erwarten, die Modifikation I ist jedenfalls

deshalb nicht zu erhalten, weil die anhaftende Ölsäure nicht völlig beseitigt werden kann. Gleiches gilt für Phytosterylvalerat. Die Reihe der Mischkristalle ist indes nicht kontinuierlich, da die ellipsoidischen Kristalltropfen Phenetol im Überschuß enthalten, die polyedrischen Kristalle Phytosterylvalerat und kein kontinuierlicher Übergang zwischen beiden besteht. Daß aber die polyedrischen Kristalle auch Mischkristalle sind, erkennt man an ihrem veränderten Aussehen. Ersetzt man das Paraazoxyphenetol durch das stark gefärbte Paraazophenetol, so nehmen sie erheblichen Dichroismus an.

(Eingegangen 15. Juli 1906.)

BESPRECHUNGEN.

R. Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Mit 2 Diagrammtafeln. Berlin, J. Springer. 1906. Brosch. M. 2.—.

Die thermischen Eigenschaften des Wasserdampfes sind in den letzten Jahren wiederholt experimentell und theoretisch untersucht worden, so daß eine einheitliche Zusammenstellung der bleibenden Resultate für die Technik sehr zu wünschen war. Bisher war es in der Technik allgemein üblich, mit den Regnault-Zeunerschen Werten zu rechnen, insbesondere mit der Annahme konstanter, spezifischer Wärme (bei konstantem Druck) für überhitzten Wasserdampf.

Es ist daher sehr zu begrüßen, daß Professor Mollier sich der Mühe unterzogen hat, die Regnault-Zeunerschen Werte nach den neueren Resultaten umzugestalten. Besonders wertvoll ist die Anpassung der Tabellen und Diagramme an die Bedürfnisse der Ingenieure, die auf dem Dampfturbinengebiet arbeiten. Von den beiden, dem Heft beigegebenen Diagrammen, dem Erzeugungswärme-Entropie- und dem Erzeugungswärme-Druckdiagramm, wurde das erstere von Mollier bereits 1904 veröffentlicht, damals jedoch noch auf Grund der Regnault-Zeunerschen Werte.

Die jetzt erschienenen beiden Diagramme zeichnen sich durch klare Linienführung und großen Maßstab aus. H. Hort.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

Illustriertes technisches Wörterbuch in sechs Sprachen. Band I. P. Stülpnagel, Die Maschinenelemente und die gebräuchlichsten Werkzeuge. kl. 8°. IV, 403 S. mit 823 Abbildungen. München, R. Oldenbourg. 1906. Geb. Mk. 5.—.

Das vorliegende Wörterbuch für die technisch wichtigsten 6 Sprachen ist nach Anlage und Ausführung wohl vollkommen zu nennen. Die Anordnung der Wörter nach Fachgruppen, ihre gleichzeitige Verbildlichung in Form der Skizze, der Formel, des Symbols, ferner die anhängenden Register in allen 6 Sprachen gewährleisten die Brauchbarkeit des Buches. Besonders hervorzuheben ist die Klarheit der Skizzen.

Bisher ist der vorliegende Band I erschienen, der für sich und sein Gebiet ein abgeschlossenes Ganzes bildet. H. Hort.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es **habilitierten** sich: an der Universität Tübingen Dr. Hans Happel für Physik, an der Universität München der Assistent am dortigen Laboratorium für angewandte Chemie Dr. W. Prandtl für Chemie, an der Universität Berlin Dr. P. Kothner für anorganische Chemie, an der Universität Straßburg Dr. F. W. Henle für Chemie, an der Universität Heidelberg Dr. K. Bopp für Mathematik.

Ernannt wurden der etatsmäßige Professor für technische Mechanik an der Technischen Hochschule zu Aachen Dr. Arnold Sommerfeld zum o. Professor für theoretische Physik an der Universität München und der Privatdozent für Astronomie und Assistent an der Sternwarte der Kieler Universität Dr. Ernst Großmann zum Observator der Kommission für die internationale Erdmessung bei der Akademie der Wissenschaften in München.

Dr. Georg Scheffers, Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule zu Darmstadt hat einen Ruf als etatsmäßiger Professor an die Technische Hochschule Berlin, Professor Dr. Le Blanc, bisher an der Technischen Hochschule in Karlsruhe einen solchen an die Universität Leipzig als Nachfolger Ostwalds angenommen, Professor Dr. Erich Möller Dozent für physikalische Chemie, Elektrochemie und chemische Technologie an der Technischen Hochschule Braunschweig wurde an die Technische Hochschule Stuttgart berufen.

Es wurde **verliehen** dem Professor der Chemie an der Universität Geh. Regierungsrat Dr. K. v. Buchka in Berlin der Charakter als Geh. Oberregierungsrat, dem Hauptobservator am astrophysikalischen Observatorium in Potsdam Prof. Dr. Müller der Charakter als Geh. Regierungsrat, dem a. o. Professor für Physik an der Universität Greifswald Dr. W. Holtz der Titel als Geh. Regierungsrat.

Der Direktor des astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam Professor Dr. Vogel wurde zum korrespondierenden Mitglied der Akademie der Wissenschaften in Paris ernannt.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. 1. September 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 18 am 6. September 1906.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein photoelektrisches Photometer und Beobachtungen mit demselben während der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August 1905.

Von F. Harms.

Der Hallwachs-Effekt an frisch amalgamierten *Zn*-Kugeln wurde bereits 1892 von Elster und Geitel[1]) zu photometrischen Zwecken benutzt; ersetzt man die amalgamierten *Zn*-Kugeln durch im Vakuum befindliche Schichten von Alkalimetall, und das bei dem früheren Apparat verwendete Elektroskop durch ein Galvanometer, so erhält man eine Photometereinrichtung, die im Gebrauch außerordentlich bequem ist, da zur eigentlichen Beobachtung nur eine Ablesung der Fernrohrskala nötig wird.

Ein solches nach Angaben von J. Elster und H. Geitel in der Werkstätte von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig angefertigtes Photometer wurde mit bestem Erfolg zu Messungen der Sonnenstrahlung während der Sonnenfinsternis vom 30. August 1905 gebraucht; die folgenden Zeilen enthalten eine Beschreibung des Apparates und die Beobachtungsresultate.[2])

1) Wien. Ber. 101 (IIa), März 1892.

2) Der ausführliche Bericht von J. Elster, H. Geitel und F. Harms über die im Auftrage und mit Unterstützung der „Carnegie Institution" unternommene Expedition ist erschienen in Terrestr. Magn. and Atm. Electr. März 1906, p. 1—44; vergl. auch J. Elster und H. Geitel, diese Zeitschr. 7, 493—498.

Das eigentliche Photometer ist in Fig. 1 im Längsschnitt, in Fig. 2 in Gesamtansicht abgebildet. Seinen wesentlichsten Teil bildet eine Zelle *Z*, die in hohem Wasserstoffvakuum eine hochempfindliche Rubidiumschicht[1]) *R* enthält, nebst einer ringförmigen *Pt*-Elektrode *Pt*. Die Zelle *Z* ist in eine lichtdichte Metallbüchse *B* eingesetzt, mit Bernstein isolierte Klemmschrauben $k_1 k_2$ vermitteln die Verbindung der Elektroden nach außen. Durch eine im Ansatzrohr *G* angebrachte Irisblende *J* fällt das Licht auf eine einseitig mattgeschliffene Platte aus Jenenser Violettglas *V*. Das von dieser ausgehende diffuse Licht löst den zu messenden photoelektrischen Effekt aus. — Die Lichtempfindlichkeit der Zelle ändert sich mit der Temperatur nicht unbeträchtlich; es war deshalb Sorge zu tragen, daß störende Erwärmungen der Zelle ferngehalten wurden. Diesen Zweck verfolgt 1. das als Lichtfilter dienende Violettglas, welches alle Strahlen, deren Wellenlänge $> 500\ \mu\mu$ ist[2]), absorbiert; 2. der Schirm *S*, der das ganze Instrument der direkten Strahlung entzieht; 3. Hochglanz-

1) Auch *Na* oder *K* würde verwendbar sein.

2) Nach kleinen Wellenlängen hin liegt die Grenze (bedingt durch die Absorption im Glas der Zelle) etwa bei 200 $\mu\mu$.

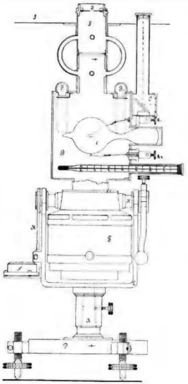


Fig. 1.

politur der Außenwände des Photometers, oder wo dies nicht möglich war, weißer Anstrich. Bei hohem Sonnenstand genügen diese Vorsichtsmaßregeln nicht völlig; es wird deshalb 4. durch eine kräftige mit Uhrwerk betriebene Turbine *T* dauernd ein Luftstrom durch den die Zelle enthaltenden Hohlraum gesaugt. Die Eintrittskanäle für die angesaugte Luft (RR_2) sind halbkreisförmig aufgewunden und innen geschwärzt, um fremdes Licht abzuhalten. So läßt sich die Temperatur der photometrischen Zelle stundenlang (auf einige Grade) konstant halten, so daß ein von dem Temperaturkoeffizienten der Lichtempfindlichkeit herrührender merklicher Fehler ausgeschlossen ist. Zur Kontrolle kann die Temperatur des Innenraumes *B* jederzeit an einem von außen zugänglichen Thermometer abgelesen werden. Das ganze Instrument ist auf einem von Stellschrauben getragenen Tische *D* so montiert, daß es um eine vertikale Achse *A* und um eine horizontale *H*, um letztere mittels Mikrometerschraube, drehbar ist. Zum Einstellen auf die Sonne

Fig. 2.

dient eine kleine Suchereinrichtung *C*. Fällt das von deren Frontlinie entworfene Sonnenbildchen mit dem in der Brennebene befindlichen Fadenkreuz zusammen, so ist das Photometer auf die Sonne gerichtet. Wenn die bei *N* angebrachte Libelle einspielt, so gibt eine mit *H* verbundene, an einem Nonius vorbeigleitende Teilung den Winkel der Photometerachse mit der Horizontalen, also auch die Sonnenhöhe, auf 0,2° genau an. Eine lichtdichte Kappe gestattet noch das Rohr *G* völlig abzuschließen; das Galvanometer zeigte dann nie einen merklichen Ausschlag, ein Zeichen dafür, daß weder fremdes Licht noch Isolationsfehler vorhanden waren.

Die Schaltung ist aus Fig. 3 zu ersehen:

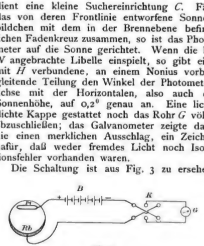


Fig. 3.

B ist eine Batterie von 6 Trockenelementen; ihr positiver Pol ist mit dem *Pt*-Ring, der negative über den Kommutator *K* und das Galvanometer[1]) *G* mit dem *Rb*-Belag der Zelle verbunden.

1) Empfindliches Drehspulengalvanometer von Hartmann & Braun. Die Empfindlichkeit, 1 *Sc.* *t* ca. 10^{-9} Amp. bei 2 m Abstand, brauchte nicht ausgenutzt zu werden; sie wurde durch Verkleinerung des Blendenquerschnitts reduziert. Gewöhnlich gab die Sonnenstrahlung in den Mittagsstunden etwa 300 *Skt* komm. Ausschlag, auf 1/2 Proz. sicher.

Digitized by Google

Vorversuche zeigten, daß die Galvanometerausschläge der Lichtstärke proportional sind. Dies wurde geprüft: 1. mit Sonnenlicht während der Mittagszeit, wo die Sonnenhöhe genügend lange konstant bleibt, durch Variation der Öffnung der Irisblende: die Ausschläge waren der Blendenöffnung genau proportional; 2. mit Hilfe einer Bogenlampe durch Variation der Entfernung: Die Ausschläge waren nicht genau dem Quadrat der Abstände umgekehrt proportional; doch lassen sich die (unregelmäßigen) Abweichungen leicht erklären durch die Inkonstanz der Bogenlampe und die Unsicherheit der Einstellung der Photometerachse auf nahe Lichtquellen, für welche die Visiervorrichtung nicht eingerichtet ist.

Eine Änderung der Batteriespannung (6 Volt ca.) um 5 Proz. ergab nur eine Änderung des Galvanometerausschlags um ca. 2 Proz., so daß durch Temperaturänderungen bedingte Variationen der E.M.K. ohne merklichen Einfluß sind.

Messungen der Sonnenstrahlung an normalen Tagen[1]) ergaben, daß sich die Abhängigkeit von der Sonnenhöhe mit guter Übereinstimmung durch die Formel $S = S_0 p^{\frac{1}{\sin \vartheta}}$ darstellen läßt. Hier bezeichnet S_0 die Solarkonstante (in willkürlichem Maß), d. h. die Intensität an der äußeren Grenze der Atmosphäre, ϑ ist die Sonnenhöhe, p der Transparenzkoeffizient der Luft. p ergab sich im Mittel zu 0,72. Fig. 4 gibt die Beob-

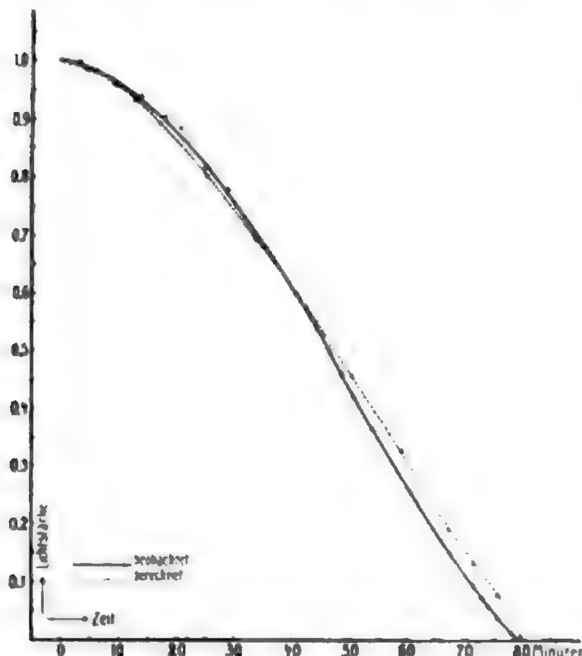


Fig. 4.

achtungen während der Finsternis wieder. Die Lichtstärke ist in Bruchteilen der Strahlung der unverfinsterten Sonne aufgetragen, die Zeit in Minuten vom ersten Kontakt an gerechnet.

Die ausgezogene Kurve verbindet die aus den Beobachtungen folgenden Punkte. Man sieht, daß die Lichtstärke mit dem Eintritt der Totalität auf Null sinkt; selbst zehnfache Empfindlichkeit ließ dann keinen Strom mehr erkennen. Das Koronalicht ist also nicht intensiv genug, um bei dieser Anordnung einen galvanometrisch meßbaren photoelektrischen Effekt hervorzurufen.

Unmittelbar nach dem Ende der Totalität verschwand die Sonne hinter dichten Wolken, so daß eine Beobachtung des Anstiegs der Strahlung nach der Totalität nicht möglich war. Die Untersuchung der Kurve auf ihre Symmetrie zu gleichen Zeiten vor und nach der Totalität war deshalb nicht ausführbar. Sie wäre von Interesse gewesen, da ohne Schwierigkeit objektiv hätte festgestellt werden können, ob eine Unsymmetrie, wie sie bei früheren Finsternissen beobachtet sein soll[1]), besteht oder nicht.

Nimmt man an, daß die Sonnenstrahlung während der Finsternis dem sichtbaren Teile der Sonnenfläche proportional ist, so erhält man die in Fig. 4 punktiert gezeichnete Kurve. Dabei sind die vereinfachenden — wie exaktere Rechnung zeigte, hier durchaus gestatteten — Annahmen gemacht, daß die scheinbaren Radien von Sonne und Mond gleich seien und die Bewegung des Mondmittelpunktes auf einem Sonnendurchmesser erfolge. Die Abweichungen sind besonders groß bei Annäherung an die Totalität, also wenn die Strahlung nur noch von den Randpartien der Sonne ausgeht; die beobachteten Werte sind dann stets zu klein. Zur Erklärung könnte man vielleicht an eine Erhöhung der Absorption in der Atmosphäre denken, die etwa durch die Ausscheidung von Nebeltröpfchen infolge der Abkühlung bei zunehmender Verfinsterung verursacht wäre. Viel wahrscheinlicher erscheint allerdings die Annahme, daß die peripheren Teile der Sonne mit geringerer Intensität strahlen. Dies ist inzwischen für ultraviolette Strahlen von K. Schwarzschild und W. Villiger[2]) auch durch Photometrieren von Sonnenphotographien nachgewiesen worden.

Würzburg, Juli 1906.

(Eingegangen 20. Juli 1906.)

1) l. c. S. 35—38.

1) Vergl. dazu die Denkschrift für die Beobachter der Sonnenfinsternis 1905 von P. Cirera, Tortosa 1905. S. 9.
2) Diese Zeitschr. 6, 737, 1905.

Über die Absorption der α- und β-Strahlen.

Von Lise Meitner.

Obwohl gerade in letzter Zeit namhafte Forscher sich mit der Untersuchung der Absorption der verschiedenen Strahlenarten befaßt haben, sind doch einerseits manche Beobachtungen noch strittig, andererseits die Durchdringungsverhältnisse von fundamentaler Bedeutung, da sie geeignet sind, Aufschluß über die Natur der Strahlen zu geben, so daß eine weitere Untersuchung der Frage wohl nicht überflüssig erscheinen dürfte. Auf Anregung des Herrn Dr. Stefan Meyer habe ich nun die Absorption untersucht, welche die α- und β-Strahlen eines durch Thorium B resp. Aktinium B induzierten Bleches beim Durchgang durch verschiedene Metallfolien erleiden.

Die Versuchsanordnung war dieselbe, die St. Meyer und E. v. Schweidler in ihren Untersuchungen angewendet haben. Auf den Kopf eines Aluminiumblattelektroskops mit Bernsteinisolation wurde eine Metallplatte von 18,5 cm Durchmesser aufgeschraubt, während ein Metalltischchen von 5 cm Durchmesser mittels eines Stiftes an dem Blättchenträger angebracht war. In das Tischchen war seitlich ein Metallstift eingeschraubt, der durch ein kleines Loch in der Platte herausragte und zur Ladung des Elektroskops diente. Über das Ganze war ein Topf aus verzinntem Eisenblech gestülpt. Die Ablesung geschah mittels Lupe, Spiegel und Skala.

Auf das Tischchen wurde ein Blatt Stanniol, das nach jeder Messung gewechselt wurde, und auf dieses das induzierte Blech gelegt. Über das Blech wurden dann die verschiedenen Metallfolien geschichtet, die durch einen Metallring niedergehalten waren, so daß man sicher sein konnte, daß das induzierte Blech vollständig von allen Folien bedeckt war. Die Messungen wurden bei den dicksten Schichten begonnen, die Metallfolien dann nach und nach abgenommen und schließlich die Entladungsdauer bei freier Oberfläche gemessen. Es wurde hierbei stets die gleiche Anfangsspannung von 218 Volt und die gleiche Spannungsabnahme von 8,8 Volt verwendet. Der beobachtete Strom, der unter diesen Voraussetzungen der Entladungsdauer verkehrt proportional ist, ist dann ein Sättigungsstrom. Die zeitliche Abnahme der induzierten Aktivität nach einem Exponentialgesetz wurde bei allen Messungen durch entsprechend angebrachte Korrektionen berücksichtigt. Für das durch Thorium induzierte Blech wurde die Halbierungskonstante gleich 11 Stunden, für das durch Aktinium aktivierte gleich 36 Minuten gesetzt.

Die Messungen wurden an Platin, Gold, Silber, Kupfer, Stanniol und Aluminium ausgeführt.

Hier seien zunächst bloß die Beobachtungen an induziertem Thorium B angeführt, während die Messungen für Aktinium nochmals wiederholt werden und einer späteren Publikation vorbehalten bleiben sollen.

Die aus den beobachteten Stromstärken als Ordinaten und den zugehörigen Dicken der Metallfolien als Abszissen konstruierten Kurven stellen für geringe Schichtdicken, also kleine Werte der Abszissen, die Gesamtwirkung der α- und β-Strahlen, im weiteren Verlauf bloß die β-Strahlung dar. Die γ-Strahlen spielen bei den zur Verwendung gekommenen Schichtdicken keine Rolle. Um die Kurven für α- und β-Strahlen getrennt zu erhalten, wurden die Werte der β-Strahlung für dünne Schichten durch Extrapolation bestimmt. Im folgenden sind die Resultate der Messungsreihen schon für α- und β-Strahlen getrennt und für alle Messungen, auf denselben Anfangswert reduziert, zusammengestellt. Die erste Kolonne enthält die Logarithmen der Stromstärken, die zweite die Dicke der Metallschichten in $\mu = \mathrm{cm} \cdot 10^{-4}$.

1. α-Strahlung.

Platin		Gold	
Log. $\mathfrak{J}$	μ	Log. $\mathfrak{J}$	μ
2	0	2	0
1,97	0,14	1,96	0,24
1,94	0,7	1,77	2,04
1,83	1,26	1,63	3,84
1,76	2,38	1,48	5,64
1,58	3,5	1,30	7,44
1,47	4,62	1,10	9,2
1,37	5,74	0,86	11,02
1,06	7,98	0,65	11,8
0,89	9,10	0,53	12,2
0,35	11,34	0,11	13,2
0,2	12,46		

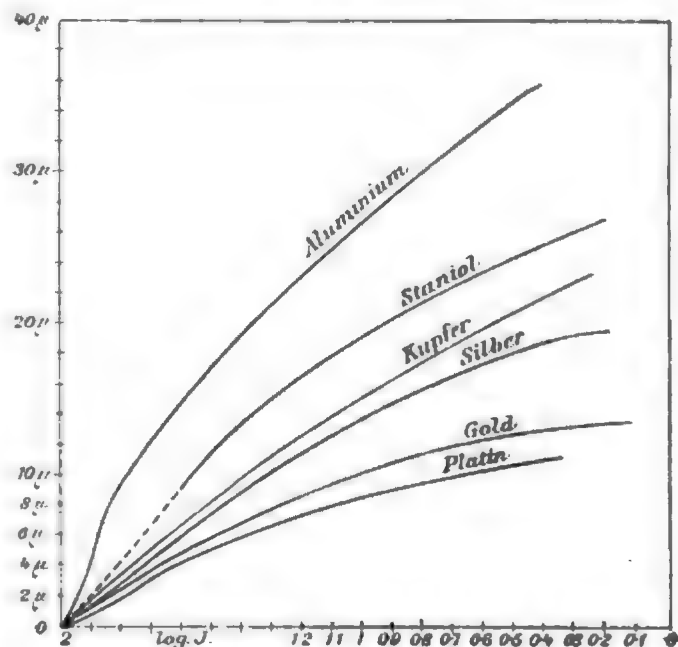


Fig. 1.

Silber

Log. J	μ
2	0
1,95	0,38
1,79	2,16
1,69	3,8
1,58	4,9
1,41	8,5
1,20	11,4
0,9	14,7
0,63	17,0
0,2	19,4

Kupfer

Log. J	μ
2	0
1,94	0,94
1,82	2,62
1,71	4,7
1,40	9,56
1,21	10,36
1,08	12,22
0,84	16,98
0,67	18,8
0,33	22,4

Stanniol

Log. J	μ
2	0
1,55	10
1,28	15
1,05	18,4
0,25	26,2

Aluminium

Log. J	μ
2	0
1,94	2
1,86	6
1,61	14
1,35	20
1,03	26
0,91	30
0,55	33,8
0,46	35

2. β-Strahlung.

Da bei den Messungen für Platin zu geringe Schichtdicken verwendet wurden, konnte die Kurve für die β-Strahlen nicht konstruiert werden.

Gold

Log. J	μ
2	0
1,67	11
1,41	21,6
1,20	32,4
1,12	43,2
1,02	64,8
0,93	75,6
0,86	86,4
0,81	97,2

Silber

Log. J	μ
2	0
1,89	41
1,81	59,2
1,69	68,4
1,63	85,5
1,61	102,6
1,55	112
1,37	129

Kupfer

Log. J	μ
2	0
1,87	42
1,7	84
1,49	126,9
1,25	228,3
1,10	246,3
1,0	330,9
0,75	432,9

Stanniol

Log. J	μ
2	0
1,83	40
1,67	80
1,55	120
1,34	200
1,19	280
1,06	360
0,97	440
0,84	600
0,77	760

Aluminium

Log. J	μ
2	0
1,68	96
1,52	192
1,42	288
1,25	480
1,18	576
1,09	768
0,96	960
0,82	1142
0,72	1344

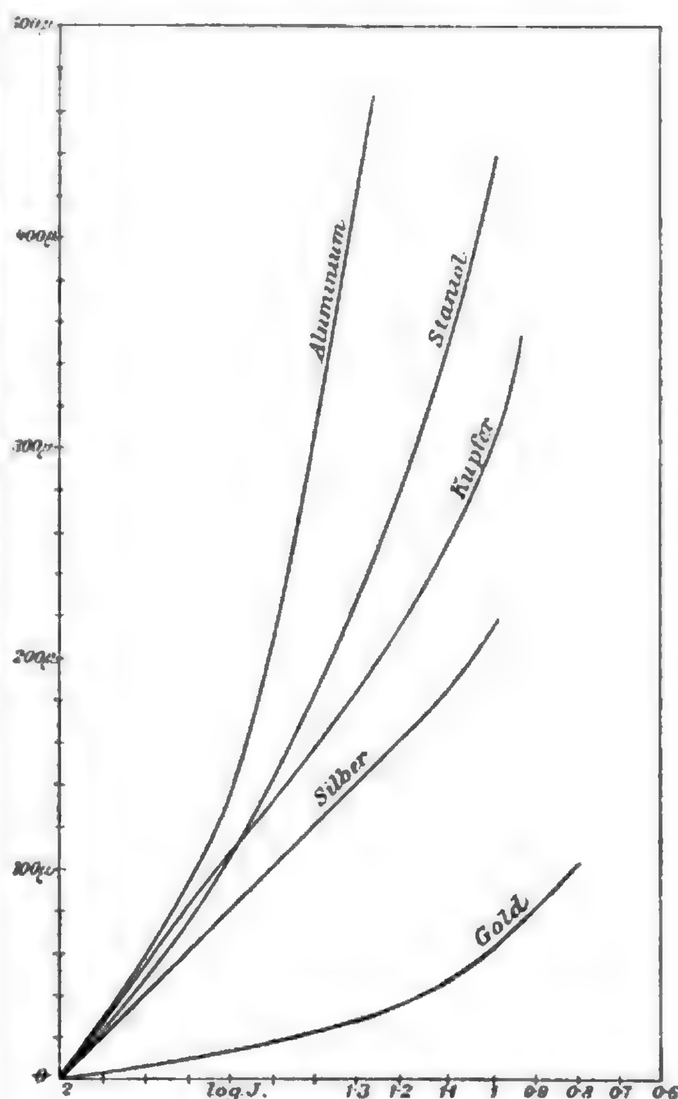


Fig. 2.

Die in Figur 1 konstruierten Kurven stellen die Abnahme der α-Strahlung mit zunehmender Dicke der Schichten dar. Sie zeigen, daß der Absorptionskoeffizient eine Funktion der Dicke ist, und zwar wächst er mit der Dicke der durchstrahlten Schicht, für schwere Metalle anscheinend rascher, für leichte langsamer. Alle Kurven weisen ferner eine eigentümliche Anfangsstörung auf, welche durch die Annahme einer weichen Sekundärstrahlung nicht genügend erklärt scheint. Vielleicht rührt dieselbe wenigstens teilweise von dem Umstand her, daß die Folien direkt auf das induzierte Blech gelegt wurden. Dadurch war der Winkel des Strahlenkegels verhältnismäßig groß, und die durch das Auflegen der ersten Metallfolien hervorgerufene Änderung desselben könnte schon ins Gewicht fallen. Tatsächlich fand Bragg bei seinen Untersuchungen, daß eine kaum merkbare Wirkung übrig bleibt, wenn man alle α-Strahlen abblendet, die das Blech nicht in senkrechter Richtung verlassen.

Das von Bragg (Philosophical Magazine Mai 1906) angegebene Gesetz, daß die Absorp-

tion angenähert proportional sei der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht w, erscheint für die α-Strahlen ziemlich gut erfüllt. Bestimmt man nämlich für die verschiedenen Metalle die Schichtdicken, bei welchen die Stromstärke etwa auf den zehnten Teil ihres ursprünglichen Betrages gesunken ist, so muß nach dem obigen Gesetz das Produkt aus der Quadratwurzel des Atomgewichtes und den so bestimmten Dicken nahezu konstant sein.

Für diese Produkte haben sich nachstehende Werte ergeben:

Platin	138,3
Gold	162,1
Silber	158,2
Kupfer	137,5
Stanniol	193,4
Aluminium	155,5

Da das in Rede stehende Gesetz vollständig dahin lautet, daß die Absorption gleich ist dem Ausdruck $a\sqrt{w} + bw$, worin das zweite Glied nur einen kleinen Einfluß haben soll, so zeigen die angeführten Zahlenwerte eine genügende Übereinstimmung.

Aus den Messungen folgt weiter, daß die Wirkung der α-Strahlen verschwindet, wenn sie durch eine Aluminiumschicht von rund 39 μ Dicke hindurchgehen.

St. Meyer und E. v. Schweidler führen in ihrer letzten Arbeit an, daß 1 μ Aluminium ebensoviel absorbiere, wie 0,16—0,17 cm Luft. Daraus würde nach dem Vorstehenden folgen, daß die α-Strahlen des Thorium B keine merkliche Wirkung mehr ausüben, wenn sie eine Luftschicht von 6,3 cm Dicke passieren, was mit dem von St. Meyer und E. v. Schweidler hierfür angegebenen Werte von 6,4 cm gut übereinstimmt. Führt man die analoge Berechnung für die übrigen Metalle aus, so ergibt sich, daß 0,16 cm Luft die gleiche Absorption hervorrufen, wie 0,65 μ Stanniol, 0,5 μ Kupfer, 0,44 μ Silber, 0,29 μ Gold, 0,23 μ Platin.

Anders liegen die Verhältnisse bei der β-Strahlung. Daß hier eine Sekundärstrahlung vorhanden ist, scheint unzweifelhaft aus der Tatsache hervorzugehen, daß sich das Verhältnis der Intensität der β-Strahlung zur Intensität der Gesamtstrahlung, beide bei freier Oberfläche des induzierten Bleches, für die einzelnen Metallfolien verschieden berechnet.

Nachstehend die für $\frac{J_1}{J}$ erhaltenen Werte in Prozenten.

	$100\frac{J_1}{J}$
Gold	2,7
Silber	1,95
Kupfer	1,3
Stanniol	0,79
Aluminium	2

Infolge der Sekundärstrahlung wird sich erstens der Absorptionskoeffizient der ursprünglichen Strahlung mit den verschiedenen Metallen ändern, andererseits wird auch die hervorgerufene Sekundärstrahlung bei jedem Metall eine andere sein und die Resultate dementsprechend verschieden beeinflussen. J. M. Mc. Clelland (Nature, Bd. 71) fand, daß die Sekundärstrahlung mit dem Atomgewicht wächst, aber nicht proportional mit diesem, sondern weniger rasch. Auch die obigen Zahlenwerte zeigen mit Ausnahme des Wertes für Aluminium einen bestimmten Gang, der der Beobachtung Mc. Clellands entspricht.

Die Kurven zeigen, daß auch für die β-Strahlung die Absorption mit dem spezifischen Gewicht, aber langsamer wie dieses wächst. Dagegen nimmt der Absorptionskoeffizient mit der Dicke der Schichten anscheinend ab, was daran liegen mag, daß die Sekundärstrahlung erst bei einer bestimmten Dicke der Schichten in ihrem vollen Betrage auftritt und weniger stark absorbiert wird wie die primäre Strahlung. Das Gesetz der Konstanz der Produkte aus der Quadratwurzel der Atomgewichte in die Dicke der Schichten, für welche gleiche Abnahme des Entladungsstromes stattfindet, ist für die β-Strahlen auch nicht mehr angenähert erfüllt.

Wien, im Juni 1906.

(Eingegangen 23. Juli 1906.)

Über die Radioaktivität und Emanation einiger Quellensedimente.

Von Georg Gehlhoff.

Im Herbste 1905 gelangten die Sedimente einiger Heilquellen im Elektrotechnischen Laboratorium zu Aschaffenburg zur Untersuchung in bezug auf Aktivität und Emanation. Die Methode, welche zur Bestimmung der Aktivität der Sedimente diente, war die von Elster und Geitel[1]) in der Zeitschrift für Instrumentenkunde und andern Ortes beschriebene. Eine gewogene Menge der getrockneten, fein durchgesiebten Sedimente wurde auf dem Zinkteller eines Elster- und Geitelschen Zerstreuungsapparates[2]) mit Exnerschem Elektroskop mit Zerstreuungskörper ausgebreitet und die in dem durch die Schutzglocke luftdicht abgeschlossenen Luftvolumen in bestimmter Zeit bewirkte Zerstreuung gemessen. Vor und nach jeder Messung wurde die Zerstreuung des leeren Apparates bestimmt und

1) Elster und Geitel, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, Juli 1901.

2) Sämtliche Apparate waren von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig bezogen.

die erforderliche Korrektur in Abzug gebracht. Die Messungen wurden möglichst abgekürzt, um den Einfluß der Emanation, welche in Vorproben festgestellt wurde, vernachlässigen zu können. Ferner wurde zwischen den einzelnen Messungen für gute Lüftung sämtlicher Apparatteile gesorgt, um die induzierte Aktivität zu entfernen. Im folgenden ist stets derjenige Potentialabfall angegeben, welchen 125 gr der Sedimente in einer Stunde bewirkt haben würden.[1])

Die Art der Emanation der Sedimente wurde gleichfalls nach der Methode von Elster und Geitel[2]) bestimmt. An der vom Deckel eines 250 Liter fassenden Gefäßes, auf dessen Boden das Sediment lag, isolierten Spannungszuführung hing ein etwa 50 cm langer Bleidraht herab; nachdem das Sediment ein bis zwei Tage in dem Gefäße gewesen und die Luft in demselben mit Emanation bereichert hatte, wurde der Draht mehrere Stunden lang auf einer negativen Spannung von 2000 bis 2500 Volt gehalten, welche von einer aus Zambonisäulen bestehenden Hochspannungsbatterie geliefert und mit einem Braunschen Elektrometer gemessen wurde. Dann wurde die Abklingkurve der auf dem Drahte induzierten Aktivität mit dem zuerst genannten Apparate bestimmt und mit den bekannten Abklingungskurven der Radium- und Thoremanation verglichen.

1) Elster und Geitel, l. c.
2) Elster und Geitel, l. c.

Die zur Untersuchung gelangten Sedimente wiesen beträchtliche Unterschiede hinsichtlich der Stärke der Aktivität und Emanation auf. Konnten schon aus diesem Grunde bisweilen nur unsichere Werte erlangt werden, so kam noch dazu, daß einige Brunnenverwaltungen infolge der Schwierigkeiten der Herbeischaffung von Sedimenten, bedingt einerseits durch die schwere Zugänglichkeit der Brunnensohle, andererseits durch die geringe Abscheidung von Sedimenten durch die Quelle, nur beschränkte Mengen zur Verfügung stellen konnten. Auch wurden teilweise zur Untersuchung ungeeignete Materialien übersandt, z. B. Gestein der Brunnenfassungen usw.

Die nachfolgende Tabelle enthält die gefundenen Werte. Die Angaben in Reihe III sind teils aus diesbezüglichen Publikationen, teils aus Angaben und Prospekten der Brunnenverwaltungen entnommen.

Man sieht aus den obigen Zahlen, daß einzelne Sedimente recht beträchtliche Aktivitäten aufweisen. Namentlich die Kreuznacher Solequellen I und II sind so stark aktiv, daß nur geringe Mengen und Zeiten zu den Messungen angewandt werden durften. Es gelang leicht, mit denselben durch zweifaches Papier Photo-

I.	II.	III.	IV.	V.
Ort	Sedimente der Quelle	Von der Quelle durchbrochenes Gestein	Potentialabfall durch 125 g in einer Stunde	Bemerkungen
Kreuznach	Solequelle I	Kalk-, Schwer- und Flußspat	4740 Volt	Rotbraune Sedimente, fein gepulvert
„	Solequelle II		4130 „	
Münster a. Stein . .	Hauptbrunnen, Sedimente aus Badewasserreservoir		55 „	Schwarzbrauner Schlamm.
„ . .	Sedimente aus Mutterlaugenreservoir	.	740 „	Rotbrauner Schlamm.
Traben-Trarbach . .	Wildsteiner Felsenquelle	Quarz, Tonschiefer	125 „	Rotbrauner und gelber Schlamm.
Aßmannshausen a. Rh.	Mineralquelle (Lithiumquelle)	Rotschiefer, Quarzite	270 „	Rotbrauner Schlamm.
Aachen	Kaiserquelle	Kalk	380 „	Dunkelgrauer Schlamm.
			20 „	Feste, graue Abscheidungen, welche gepulvert werden.
Reichenhall	Reichenhaller Edelsole	Ton, Kalk, Mergel, Gips, Steinsalz	68 „	Graue Sedimente.
Wiesenbad in Sa. . .	Wiesenbaderquelle	Buntsandstein	76 „ [1])	Buntsandstein; nicht zerkleinert, nur gesiebt.
Salzschlirf	Steine aus Sprudel neben Bonifaziusquelle	Buntsandstein, Dolomit, Mergel	20 „	
Kissingen	Rakoczy	Buntsandstein, Mergel, Dolomit	227 „	Braunroter Schlamm; nur 11 g standen zur Verfügung.
Landeck in Schl. . .	Georgenquelle	Basalt, Gneis	100 „	Grauer Schlamm mit sehr viel Steinen.
	Marienquelle		110 „	
	Friedrichquelle		220 „	
	Wiesenquelle		—	Weißer Sinter (entnommen 13. Mai, untersucht Ende Okt.)
	Algen von der Brunnenfassung		—	Algen
Tübingen		Harter Basalttuff aus Fusi	—	Hartes Gestein, welches zerkleinert u. gesiebt wurde.
		Weicher Basalttuff „	—	
		Basalttuff v. Drachenberg	—	
Joachimsthal . . .		Wirksamstes Uranpecherz zum Vergleich	13000[2]) (annähernd)	

1) Dieser Wert stimmt mit dem von Elster u. Geitel gefundenen (72,8) überein. Diese Zeitschr. 5, 323, 1904.
2) Elster u. Geitel, l. c. S. 323.

graphien von Stanniolstreifen auf einer lichtdicht eingewickelten Schleußnerplatte in fünf- bis siebenstündiger Expositionszeit zu erhalten. Selbst Stanniolstreifen von 0,05 mm Dicke wurden durchdrungen. Ausführlichere Untersuchungen dieser Sedimente sind auch von Herrn Dr. Aschoff[1]) angestellt worden; er fand ähnlich hohe Zahlen, während aus dem Sinter gewonnenes Baryumsulfat außerordentlich hohe Potentialfälle bewirkte.

Die Art der Emanation der Sedimente wurde nach der oben erklärten Methode untersucht. Die erhaltenen Abklingungskurven der induzierten Radioaktivität wurden zum besseren Vergleich mit der Abklingungskurve für Radium nach Curie so transformiert, daß die für $t = 15^m$ gültigen Werte übereinstimmten. (Die gestrichelten Kurven sind immer die für Radium gültigen Abklingkurven nach Curie.)

Fig. I zeigt die Abklingkurven der Sedimente der Kreuznacher Solequellen I und II. Sie verlaufen fast identisch, beide aber weniger steil als die Vergleichskurve. Die durch die Emanation dieser Sedimente induzierte Radioaktivität klingt also langsamer ab als die Radiumemanation, was auf Gehalt an aktivem Thor schließen läßt, welches auch nebst anderen Edelerden in den Trennungsprodukten der Sedimente von Aschoff[2]) gefunden wurde. Der Hauptbestandteil der aktiven Substanzen dürfte aber wohl Radium sein.

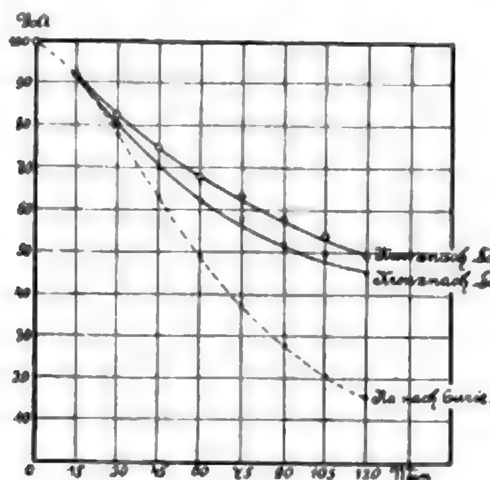


Fig. 1.

Fig. 2 zeigt die Abklingkurve der Salzschlirfer Sedimente. Dieselbe deutet vorwiegend auf Radium-, vielleicht auf geringe Mengen von Thorgehalt der Sedimente; die Werte sind nicht sehr zuverlässig, da nur geringe Mengen der schwach aktiven Sedimente zur Verfügung standen.

Fig. 3 zeigt die Abklingkurven der zwei Sedimentproben der Aachener Kaiserquelle.

1) Aschoff, Zeitschr. f. öffentl. Chemie 15, 1905.
2) Aschoff, l. c. S. 6.

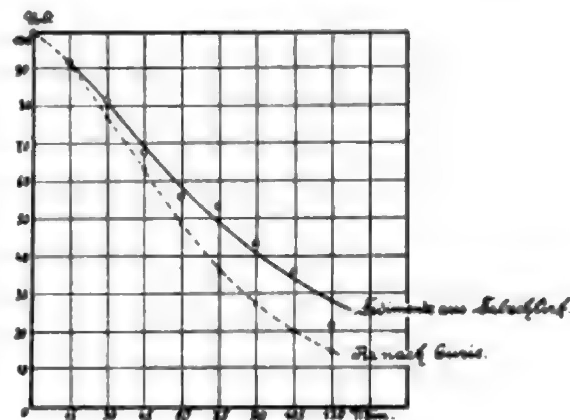


Fig. 2.

Beide schließen sich der für Radium gültigen Kurve sehr gut an. Von der Kurve der festen Ablagerungen der Kaiserquelle, welche geringe Aktivität besaßen, konnten nur sechs Punkte einigermaßen gut bestimmt werden.

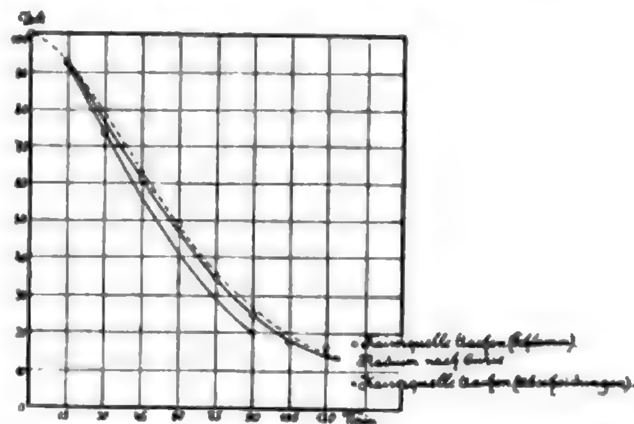


Fig. 3.

Einen merkwürdigen Verlauf zeigen die Abklingkurven der Sedimente der Landecker Georgen-, Marien- und Friedrichquelle, nämlich zuerst eine größere, dann nach $^3/_4$ Stunden eine schwächere Abnahme der induzierten Aktivität. Da die drei Kurven untereinander sehr ähnlich aussehen, so scheint ein Fehler ausgeschlossen zu sein.

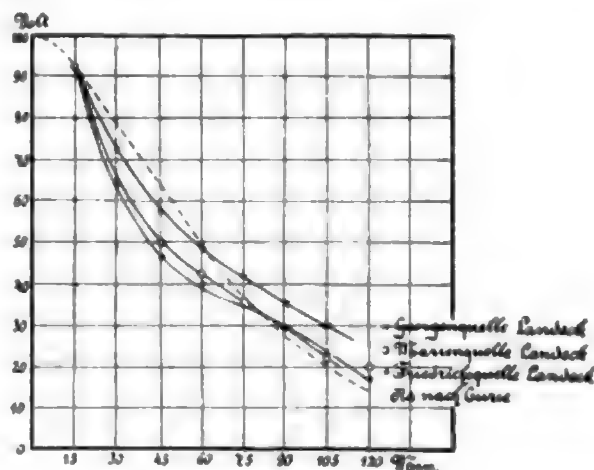


Fig. 4.

Die Abklingkurve der Aßmannshauser Quellablagerungen schließt sich der Abklingkurve der Radiumemanation vollständig an (Fig. 5).

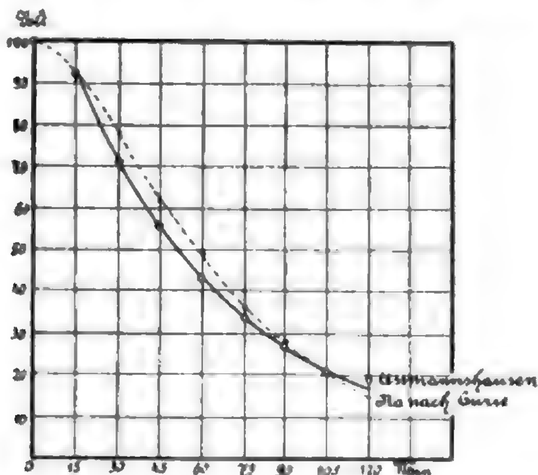


Fig. 5.

Die Kurven der Sedimente aus Münster a. St. weichen etwas von der Radiumkurve ab, doch deuten beide vorwiegend auf Radiumgehalt der Sedimente (Fig. 6).

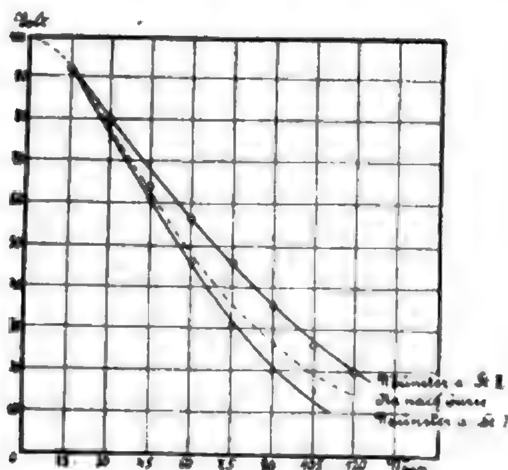


Fig. 6.

Die Kurven der Reichenhaller und Wiesenbader Quellablagerungen sind leider nicht sehr

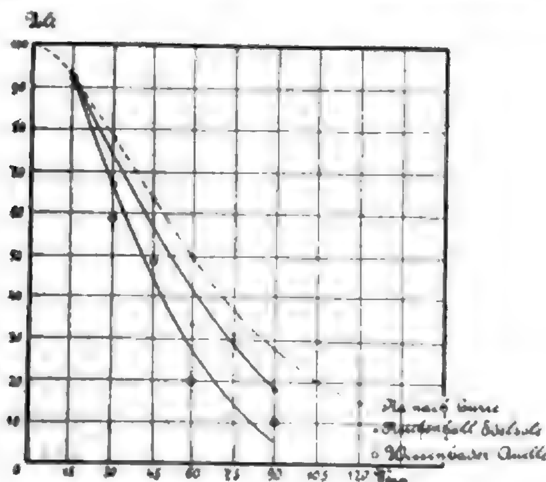


Fig. 7.

zuverlässig, da die auf dem Drahte induzierten Aktivitäten wegen der geringen Mengen, welche zur Verfügung standen, nicht sehr groß, die gemessenen Potentialabfälle infolgedessen nicht sehr sicher waren; auch konnten von beiden nur sechs Punkte bestimmt werden, doch seien sie der Vollständigkeit halber auch wiedergegeben (Fig. 7).

Aus Kissingen waren nur 11 gr, aus Trarbach nur 70 gr Sedimente gesandt; die Abklingkurven der Emanation derselben konnten deswegen leider nicht bestimmt werden.

Zum Schlusse sei es mir gestattet, den einzelnen Brunnenverwaltungen für die Bereitwilligkeit und weitgehende Unterstützung derselben zu danken. Die Untersuchungen fanden im Auftrage des Elektrotechnischen Laboratoriums Aschaffenburg (Chefingenieur F. Dessauer) statt, welchem ebenfalls für die Durchführung und Unterstützung der Arbeiten an dieser Stelle gedankt sei.

Potsdam, im Mai 1906.

(Eingegangen 23. Juli 1906.)

Die Radioaktivität des Teplitz-Schönauer Thermalwassers.

Von Arthur Hauser.

Im Anschluß an die Untersuchungen von H. Mache und St. Meyer[1]) habe ich fortlaufende, über den Zeitraum eines Jahres sich erstreckende Messungen der Radioaktivität des Teplitz-Schönauer Thermalwassers durchgeführt, über deren Resultate hier kurz berichtet sei.

Die Messungen wurden an der wichtigsten und ergiebigsten, die meisten Bäder speisenden der Teplitzer Thermalquellen, der „Urquelle", vorgenommen. Die Entnahme der Wasserproben erfolgte direkt im Quellenschachte, unter allen jenen Vorsichtsmaßregeln, wie sie bereits bei der Abfüllung jener Proben beobachtet wurden, die ich im Oktober und November 1904 nach Wien sandte (von H. Mache u. St. Meyer, l. c.).

Die Methode der Untersuchung folgte genau der von Mache und Meyer (Wiener Ber. 114, IIa, S. 355) beschriebenen Anordnung. Der Emanationsgehalt wird nach dem Vorgange dieser Autoren in der folgenden Tabelle durch den Spannungsverlust (Volt in 15 Minuten, auf 1 Liter Wasser berechnet) wiedergegeben.

1) H. Mache, Wiener Ber. **113**, Abt. IIa, 1329, 1904; H. Mache und St. Meyer, ebenda **114**, Abt. IIa, 355 und 545, 1905; H. Mache, St. Meyer und E. v. Schweidler, Wiener Anz. vom 16. Februar 1905; H. Mache u. St. Meyer, diese Zeitschr. **6**, 692, 1905.

Datum	Luftdruck	Volt in 15 Min.
4. Februar 1905 . . .	747	112
7. " " . . .	747	114
17. " " . . .	740	110
24. " " . . .	741	116
27. " " . . .	—	113
4. März " . . .	744	102
15. " " . . .	739	108
17. " " . . .	—	108
20. " " . . .	744	107
7. April " . . .	739	105
11. " " . . .	733	112
14. " " . . .	745	107
17. " " . . .	740	110
27. " " . . .	744	110
18. Juli " . . .	745	90
2. August " . . .	743	96
27. Oktober " . . .	751	122
3. November " . . .	743	110
10. " " . . .	742	106
15. " " . . .	731	113
11 Dezember " . . .	762	113
18. Januar 1906 . . .	745	108
5. Februar " . . .	744	99

Ein kurzer Überblick der vorstehenden Tabelle zeigt, daß in dem Beobachtungsjahre auffallend große Schwankungen nicht wahrgenommen wurden, und daß man wohl berechtigt sein dürfte, die Radioaktivität der Urquelle als eine Eigenschaft von beträchtlicher Konstanz anzusehen. Der bei weitem größte Teil der ermittelten Zahlen liegt in nächster Nähe des mit 108 errechneten Durchschnittswertes.

Was den etwaigen Zusammenhang der beobachteten Schwankungen mit anderen, der Messung zugänglichen Faktoren betrifft, so war ein solcher mit der Eigentemperatur der Urquelle schon deshalb nicht anzunehmen, weil dieselbe mit hoher Konstanz den Wert von 45,7—45,9^0 C innehielt.

Ebenso war eine Abhängigkeit der Radioaktivität von der Lufttemperatur a priori unwahrscheinlich, und die Beobachtung bestätigte diese Vermutung, so daß die Anführung der diesbezüglichen Zahlen in der obenstehenden Tabelle unterlassen wurde.

Am ehesten wäre noch eine Abhängigkeit des Emanationsgehaltes vom Barometerstande anzunehmen gewesen, obwohl die Armut der Urquelle an Quellgas (zur Ansammlung von 1 Liter Gas in einer über einen Trichter gestülpten Flasche benötigte ich einen vollen Tag) auch dieser Annahme nicht günstig war. In der Tat lassen sich engere Beziehungen zwischen Luftdruck und Emanationsgehalt aus unseren Messungen nicht ableiten, und es genügt, darauf hinzuweisen, daß z. B. der beobachtete niedrigste und höchste Wert (90 am 18. Juli 1905, bezw. 122 am 27. Oktober 1905) bei ungefähr gleichem Barometerstande (745, bezw. 751 mm) festgestellt wurden.

Es verdient noch bemerkt zu werden, daß auch das Wasser der Teplitzer Trinkwasserleitung einen auffallend hohen Grad von Radioaktivität aufweist. Derselbe betrug im Durchschnitt von sechs Messungen 59 Volt (Maximum 64, Minimum 52) = 2,57 $i \cdot 10^3$ E.S.E. Dieser Wert übertrifft um ein Vielfaches den Emanationsgehalt anderweitig gemessener Tagwässer, von welchen folgende angeführt seien (zitiert nach v. d. Borne, Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik **2**, 77—108, 1905):

Autor	Quelle	Aktivität in $i \cdot 10^3$ E.S.E.
Schmidt . .	Wahlsborn im Dambachtal bei Wiesbaden.	5,4—4,6
Mache . . .	Wiener Leitungswasser	0,08
v. d. Borne .	Grundwasser in Berneuchen (Prov. Brandenburg)	0,04
"	Jenenser Leitungswasser	0,08

Die Teplitzer Trinkwasserleitung wird aus dem von den Abhängen des Erzgebirges kommenden Grundwasserstrome gespeist, und es erscheint die Annahme gerechtfertigt, daß derselbe Bodenschichten passiert, welche sich durch besonders hohen Emanationsgehalt auszeichnen. Vielleicht wird es gelingen, durch Untersuchung von Wasserproben aus den Sammelkanälen der Leitung, eventuell durch Messung des Emanationsgehaltes der Bodenluft im Ursprungsgebiete der Wasserleitung, über die Ursachen dieses Phänomens nähere Aufklärung zu gewinnen.

(Eingegangen 1. Juli 1906.)

Neue Untersuchungen über eine Fundamentalfrage der Elektrooptik.

Von G. Aeckerlein.

Nachfolgende Arbeit verdanke ich der Anregung von Herrn Dr. Mandelstam in Straßburg. Die Arbeit bildet die praktische Ausführung einer von Herrn Dr. Mandelstam vorgeschlagenen Versuchsmethode.

Nach Kerr wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in ponderablen Körpern durch ein elektrisches Feld nur dann beeinflußt, wenn das Licht senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes polarisiert (also der elektrische Lichtvektor den Kraftlinien parallel) ist. Der Fundamentalversuch war folgender.[1]) Mittels des Jaminschen Interferentialrefraktors wurde ein System von Interferenzstreifen erzeugt. Die beiden interferierenden und auf ihrem Wege von der einen zur andern Jaminschen Glasplatte getrennt verlaufenden Strahlenbündel wurden durch ein Gefäß mit Schwefelkohlenstoff geleitet. In dieses Gefäß tauchten zwei Kondensator-

1) J. Kerr, Phil. Mag. **37**, 380, 1894.

platten so ein, daß das eine Strahlenbündel zwischen ihnen, das andere außerhalb des Kondensators hindurchlief. Die eine Kondensatorplatte war geerdet, die andere mit dem Konduktor einer Elektrisiermaschine verbunden. Wurde nun zwischen den Kondensatorplatten ein Feld erregt, so beobachtete Kerr unregelmäßige Verschiebungen und Störungen der Interferenzstreifen, zeitweilig sogar völliges Verschwinden derselben. Benutzte er aber Licht, das senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert war, so zeigte sich ungeachtet aller Störungen ein durchaus regelrechtes und von den regellosen Veränderungen des Interferenzbildes deutlich zu unterscheidendes Springen des ganzen Streifensystems, sobald die geladene Kondensatorplatte plötzlich entladen wurde, also das Feld zusammenfiel. War das Licht parallel zu den Kraftlinien polarisiert, so war dieses Springen der Streifen niemals zu bemerken. Die einfachste Deutung des Versuchs ist diese: die unregelmäßigen Störungen rühren von Konvektionsströmen und Temperaturdifferenzen innerhalb der Flüssigkeit her; das regelmäßig wiederkehrende Springen der Streifen dagegen ist das sichtbare Merkmal einer plötzlichen Änderung des Brechungsexponenten der Flüssigkeit zwischen den Kondensatorplatten für Licht, welches senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes polarisiert ist.

Bereits 11 Jahre früher hatte Quincke[1]) ähnliche Versuche gemacht. Auch er beobachtete unregelmäßige Störungen der Streifen, aber nicht deren Springen im Momente der Entladung.[2])

Dieselben Beobachtungen wie bei Schwefelkohlenstoff machte Kerr bei Paraffinöl, Rüböl und Seehundstran.

Der größte bei CS_2 beobachtete Sprung betrug $^4/_5$ Streifenbreite. Da Kerr bemerkt, daß ihm noch ein Springen um $^1/_{100}$ Streifenbreite nicht hätte entgehen können, so muß die Änderung des Brechungsexponenten durch ein elektrisches Feld für Licht, welches parallel zu den Kraftlinien polarisiert ist, weniger als den 80. Teil der Änderung betragen, die für senkrecht zu den Kraftlinien polarisiertes Licht stattfindet.

Nach ungefähren Messungen Kerrs an einer außerordentlich großen Zahl der verschiedensten Flüssigkeiten[3]) zeigte CS_2 den Effekt der elektrischen Doppelbrechung am stärksten. Da fand Schmidt[4]) bei Ausdehnung der Kerrschen Messungen auf leitende Flüssigkeiten im Nitrobenzol, das bereits von Kerr qualitativ, aber wegen seiner Leitfähigkeit nicht quantitativ untersucht worden war, einen Stoff, der die Kerrsche Doppelbrechung etwa 60 mal so stark zeigt, wie CS_2.

Zweck der vorliegenden Arbeit war es nun, die Kerrschen Versuche mit Interferentialrefraktor an Nitrobenzol und event. verwandten Stoffen zu wiederholen, um womöglich die bisher nicht beobachtete Wirkung eines Feldes auf Lichtschwingungen senkrecht zu den Kraftlinien zu konstatieren und damit einen Widerspruch zu beseitigen, der bisher zwischen Beobachtung und Theorie bestand.

Theorie.

Eine von den Anschauungen der Elektronentheorie ausgehende Entwicklung hat Voigt durchgeführt.[1]) Er betrachtet die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf ein Licht emittierendes Gas. In einem solchen finden Schwingungen der Elektronen um gewisse Gleichgewichtslagen statt. Sind die Elongationen aus den Gleichgewichtslagen klein, so können die rücktreibenden Kräfte wie bei elastischen Verschiebungen diesen proportional gesetzt werden. Kommt nun ein äußeres elektrisches Feld hinzu, so wird dadurch zweierlei bewirkt:

1. eine Verschiebung der Gleichgewichtslage der Elektronen. Diese Verschiebung ist bei nicht sehr schwachem Felde derart, daß höhere Potenzen davon in der Rechnung berücksichtigt werden müssen und zwar zunächst die dritten Potenzen, unter der Annahme, daß die rücktreibenden Kräfte rings um die ursprüngliche Gleichgewichtslage eines Elektrons nach Richtung und Größe symmetrisch sind. Daraus aber folgt

2. eine Veränderung der ursprünglichen Schwingungsdauer τ der Elektronen und zwar von verschiedenem Betrage je nach der Schwingungsrichtung. Für Schwingungen senkrecht zu den Kraftlinien des äußeren Feldes beträgt die Veränderung der Periode:

$$\tau - \tau_s = \frac{k' e^2 R^2}{8 \pi^2 m k^2} \cdot \tau^3;$$

für Schwingungen parallel zu den Kraftlinien dagegen das dreifache:

$$\tau - \tau_p = 3 \cdot \frac{k' e^2 R^2}{8 \pi^2 m k^2} \cdot \tau^3.$$

Hier ist m die Masse eines Elektrons, e seine Ladung, R die Feldstärke. k und k' sind Konstanten des Gases.

Bei dieser Entwicklung sind die gegenseitigen Wechselwirkungen der Elektronen untereinander vernachlässigt.

1) G. Quincke, Wied. Ann. **19**, 729, 1883.
2) Näheres siehe G. Quincke, Phil. Mag. **37**, 508, 1894 und Erwiderung von Kerr, Phil. Mag. **38**, 144, 1894.
3) J. Kerr, Phil. Mag. **8**, 85 u. 229, 1879; Phil. Mag. **13**, 153 u. 248, 1882.
4) W. Schmidt, Ann. d. Phys. **7**, 142, 1902.

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. **4**, 197, 1901.

Das Resultat ist also:

Für die Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien des elektrischen Feldes muß eine Spektrallinie des leuchtenden Gases in zwei zerfallen; ein Effekt, der wegen seiner Kleinheit bisher noch nicht beobachtet werden konnte.

Was nun von dem Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Schwingungen der Elektronen eines leuchtenden Gases gilt, läßt sich auch auf die Elektronen anderer isotroper Dielektrika übertragen.

Insofern also durch die Schwingungsdauer der Elektronen das optische Verhalten eines Körpers, speziell sein Brechungsexponent, bestimmt ist, wird dieser unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes entsprechende Änderungen erleiden, wie die Schwingungsdauer der Elektronen. D. h. der Brechungsexponent wird sich sowohl für Lichtschwingungen senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes, wie für solche parallel zu den Kraftlinien verändern. Im letztern Falle aber wird die Änderung dreimal so groß sein als im ersteren.

Die Beziehung zwischen Brechungsexponent n und den Schwingungsperioden τ_h der verschiedenen Elektronengattungen ist für isotrope Körper und Spektralgebiete, in denen keine Absorptionsstreifen liegen, gegeben durch[1])

$$n^2 = 1 + \Sigma \frac{\varepsilon_h \cdot \vartheta^2}{\vartheta^2 - b_h},$$

wobei die Summation über die verschiedenen Elektronengattungen zu erstrecken ist. Hier ist $2\pi\vartheta$ die Periode der durchgehenden Lichtschwingungen, $2\pi\sqrt{b_h} = \tau_h$ die Schwingungsdauer der $h$ten Ionengattung, ε_h eine für diese Ionengattung charakteristische Konstante.

Eine ältere theoretische Arbeit von Voigt[2]), welche von allgemeinen elektromagnetischen Anschauungen ausgeht, ohne eine besondere Konstitution der Körper zu Hilfe zu nehmen, führt zu dem gleichen Resultate, wie die eben kurz skizzierte Entwicklung; ebenso eine Arbeit von Pockels[3]), die sich wesentlich auf dem Boden der Fresnelschen Theorie der Lichtfortpflanzung hält, indem die in dieser Theorie auftretenden Körperkonstanten als Funktionen der Feldstärke angenommen werden. Ein dritter Ansatz von Voigt dagegen[4]) ergibt über das Größenverhältnis der Feldwirkung auf die beiden Schwingungskomponenten, parallel und senkrecht zu den Kraftlinien, nichts, sondern überläßt dessen Bestimmung der willkürlichen Verfügung über die Konstanten. Abgesehen von diesem letzten Ansatz fordert also die Theorie eine Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit durch ein elektrisches Feld und zwar sowohl für Lichtschwingungen parallel, wie senkrecht zu den Kraftlinien. Bei beiden Polarisationszuständen ist die Änderung der Lichtgeschwindigkeit von gleichem Vorzeichen, aber von verschiedener Größe, indem sich die Geschwindigkeit für Schwingungen parallel zu den Kraftlinien dreimal so stark ändert, wie für Schwingungen senkrecht zu den Kraftlinien.

Dieser Forderung der Theorie wird durch die Beobachtungen Kerrs nicht genügt.

Prinzip der Versuche.

Als geeignetster optischer Apparat bot sich der von Kerr benutzte, der Jaminsche Interferentialrefraktor, dar. Zu prüfen war also, ob die von Kerr bei seinen Versuchen mit Schwefelkohlenstoff und anderen Flüssigkeiten vergeblich gesuchte Verschiebung der Interferenzstreifen sich bei dem viel stärker wirksamen Nitrobenzol zeigen würde, für den Fall, daß das die Interferenzstreifen erzeugende Licht parallel zu den Kraftlinien des elektrischen Feldes polarisiert ist.

Unter den elektrischen Apparaten waren bei der Leitfähigkeit des Nitrobenzols solche ausgeschlossen, welche statische oder langsam veränderliche Felder liefern, und es kamen nur schnelle Schwingungen in Betracht. Erzeugt man aber zwischen den Kondensatorplatten der Kerrschen Zelle ein schnelles Wechselfeld, so erhält man ebenso schnelle periodische Veränderungen der Dielektrizitätskonstante, also der Lichtgeschwindigkeit. Die mit Hilfe der Jaminschen Platten hervorgerufenen Interferenzstreifen werden also dementsprechend bei geeigneter Polarisation des Lichtes hin und her oszillieren mit solcher Schnelligkeit, daß sie für die Beobachtung verschwinden und an ihre Stelle gleichförmige Helligkeit tritt.

Ein Einfluß des Feldes auf die Fortpflanzung der Lichtschwingungen wird sich also dadurch bekunden müssen, daß die Interferenzstreifen während der Dauer des Wechselfeldes verschwinden.

Erzeugt man das schnelle Wechselfeld dadurch, daß man die Platten des Kerrschen Kondensators mit den Kugeln einer Funkenstrecke verbindet und den so gebildeten Kondensatorkreis in Schwingungen versetzt, so wird, da der Ladungsmechanismus nur eine beschränkte Anzahl von Ladungen des Kondensators pro Sekunde gestattet, die Dauer jeder Entladung aber sich nach Hunderttausendsteln einer Sekunde bemißt, das Feld nur während eines verschwindenden Bruchteils einer Sekunde vorhanden sein. Während des andern, bei weitem überwiegenden Teiles der Sekunde

1) P. Drude, Wied. Ann. **48**, 542, 1893; W. Voigt, Wied. Ann. **69**, 297, 1899; P. Drude, Lehrbuch der Optik, 352, 1900.

2) W. Voigt, Wied. Ann. **69**, 314, 1899.

3) F. Pockels, Gött. Nachr. 102, 1896.

4) W. Voigt, Wied. Ann. **69**, 298, 1899.

existiert kein Feld. Benutzt man also zur Hervorrufung der Interferenzstreifen eine konstant leuchtende Lichtquelle, etwa Auerlicht, so werden die Streifen fast während einer ganzen Sekunde für das Auge sichtbar und nur während einiger Hunderttausendstel der Sekunde verschwunden sein. Infolge der Nachdauer von Lichteindrücken wird dieses momentane Verschwinden nicht wahrgenommen werden. Soll man das Verschwinden der Interferenzstreifen sehen, so darf die Lichtquelle nur während der Dauer des Wechselfeldes leuchten. Dies wird am leichtesten durch Funkenbeleuchtung erreicht, wie es im folgenden beschrieben ist.

Versuchsanordnung.

Der optische Apparat (in Fig. 1 von oben gesehen für sich gezeichnet) besteht aus den

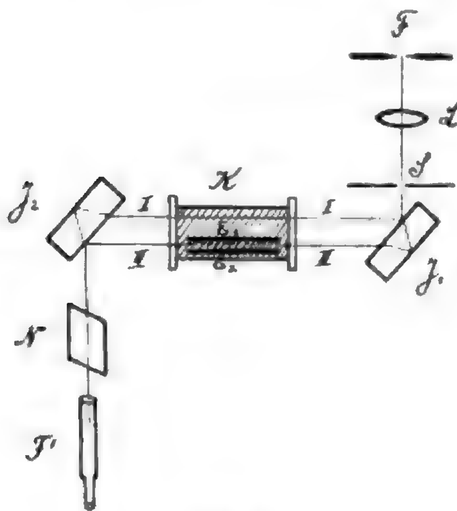


Fig. 1.

beiden Jaminschen auf der Rückseite versilberten Glasplatten J_1 und J_2, der als Lichtquelle dienenden Funkenstrecke F, einer Konvexlinse L, welche die vom Funken ausgehenden Lichtstrahlen angenähert parallel macht, einem vertikalen Spalt S zur Abblendung störender Reflexe an der Platte J_1, einem drehbaren Nicol N und dem mit Fadenkreuz versehenen Fernrohr F'. Die beiden miteinander interferierenden Strahlenbündel I und II passieren die Kerrsche Zelle K. Diese besteht aus einem in horizontaler Lage befestigten Glaszylinder von ca. 15 cm Länge und 7 cm Durchmesser, an dessen beiden Enden zwei Spiegelglasplatten von 7 und 9 mm Dicke mittels Hausenblase einander parallel angekittet sind. Oben trägt der Zylinder zwei (in der Figur nicht gezeichnete) Ansatzröhrchen zum Einfüllen der Flüssigkeit und zur Einführung der Zuleitungsdrähte für die beiden Kondensatorplatten E_1 und E_2. Dies sind zwei dicke, vertikale Zinkplatten von 14 cm Länge und 5 cm Höhe. Am unteren und oberen Rande der Platten sind deren Länge nach Glasstäbe befestigt mit Hilfe von Seidenfäden, welche durch kleine Löcher in den Platten hindurchgezogen sind. Diese Glasstäbe halten die Platten in etwa 1 cm Abstand voneinander, ohne die Längsdurchsicht zwischen ihnen hindurch zu stören.

Der elektrische Apparat (in Fig. 2 für sich zu sehen) besteht nach dem Vorschlag von Herrn Dr. Mandelstam aus folgendem.

J ist ein Induktorium. Der Strom für die Primärspule wird von einer Anzahl Akkumulatoren geliefert und mittels eines Quecksilberstrahlunterbrechers unterbrochen. Die Pole der Sekundärspule sind mit einer Funkenstrecke F_1 verbunden. Das Überschlagen eines Funkens an F_1 leitet Schwingungen in einem Kondensatorkreise I ein, der gebildet wird von einer Kapazität C_1 (2 Leydener Flaschen, 1900 cm und 2200 cm), einer veränderlichen Selbstinduktion P_1 und einer Kreisschlinge Kr, bestehend aus fünf Windungen von 32 cm Durchmesser. Die Schwingungsdauer des Kreises I beträgt ca. $90 \cdot 10^{-8}$ sec. Mittels der Kreisschlinge Kr induziert der Kondensatorkreis I auf eine große Anzahl von Windungen P_2 des Kreises II. Die in II induzierten Schwingungen erregen endlich den Kreis III, der den Kerrschen Kondensator enthält. Der Kreis III besteht aus der Funkenstrecke F_2 und der ganz kleinen, ca. 1 mm langen Funkenstrecke F_3; ferner aus der veränderlichen Selbstinduktion P_3 und, je nach Stellung des Kommutators C, aus dem Kerrschen Kondensator K oder von einer Kapazität von etwa gleicher Größe C' (Glasplatte mit Stanniolbelegungen). Die Kapazität des Kerrschen Kondensators mit Nitrobenzol gefüllt beträgt ca. 520 cm. Wird das Induktorium in Tätigkeit gesetzt, so steigt die Spannung zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators, bezw. des Kondensators C' so lange an, bis bei F_2 und F_3 Funken überschlagen, worauf das Feld zwischen den Kondensatorplatten oszillatorisch zu Null abfällt. Der kleine Funke F_3 dient als Lichtquelle. Er springt zwischen Zinkspitzen über. Ein langer Funke und ein Funke zwischen Kugeln verändert zu sehr seine Lage und gibt daher eine unregelmäßige Beleuchtung. Die Schlagweite des Funkens F_2 gibt ein ungefähres Maß für die Spannung zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators. Diese wurde außerdem noch zeitweilig kontrolliert durch eine unmittelbar an den Kerrschen Kondensator angelegte Funkenstrecke.

Das Wesentliche und für elektrooptische Versuche wohl Neue der Anordnung ist die induktive Erregung des Gesamtkreises (II, III). Bei direkter Erregung durch das Induktorium ist wegen der Leitfähigkeit des Nitrobenzols keine

genügende Spannung zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators zu erzielen. Der Kreis (II, III) als Ganzes ist auf I abgestimmt. Die Intensität der Funken bei F_2 (und F_3) ist die gleiche, wenn sich K, wie wenn sich C' im Kreise III befindet. Ist C' eingeschaltet, so leuchtet der Funke F_3, ohne daß zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators ein Feld vorhanden ist.

Der optische Apparat wird nun so justiert, daß beim Spielen des Funkens F_3 und Einschaltung von C' in III (also ohne Feld zwischen den Kerrschen Kondensatorplatten) im Fernrohr F' horizontale, farbige Interferenzstreifen mit einem achromatischen Streifen in der Mitte erscheinen. Dieser Mittelstreifen wird durch Heben oder Senken des Fernrohrs oder durch Verstellung der Platte J_2 auf den Schnittpunkt der Fäden im Fernrohr eingestellt. Hierauf kann der Versuch beginnen.

Versuche mit Nitrobenzol.

1. Nicol N mit Hauptschnitt vertikal gestellt, also Lichtschwingungen senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes. In den Kreis III ist zunächst der Kondensator C' eingeschaltet. Im Gesichtsfeld des Fernrohrs erscheinen also die Interferenzstreifen in der zuletzt beschriebenen Weise, hervorgerufen durch Strahlen, die auf ihrem Wege keinem elektrischen Felde ausgesetzt sind. Wird jetzt der Kommutator C umgelegt, so daß zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators ein Feld entsteht, so bleiben die Streifen sichtbar und unverrückt, haben aber ein ganz anderes Aussehen als vorher. Sie erscheinen nämlich matt und in ihren Farben verblaßt, gleichsam wie durch einen weißen Nebel oder Schleier hindurch gesehen. Entfernt man das Feld durch Zurücklegen des Kommutators, so nehmen die Streifen sofort ihr früheres Aussehen wieder an. Läßt man das Feld mehrere Sekunden lang einwirken, so verschieben und verzerren sich allmählich die Streifen in unregelmäßiger Weise und beginnen zu wandern. Diese, zweifellos auf Konvektionsvorgänge und ungleiche Erwärmung im Innern des Nitrobenzols zurückzuführenden Störungen sind aber deutlich zu unterscheiden von dem momentan mit dem Entstehen des Feldes auftretenden Verblassen der Streifen, wobei sie ihre Form und Lage unverändert beibehalten. Sind die Verzerrungen der Streifen einmal da, so bleiben sie auch nach Entfernung des Feldes noch eine Zeitlang bestehen und verschwinden nicht sofort, wie das verblaßte Aussehen der Streifen. Erhöht man die Spannung zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators, so wird das Verblassen der Streifen im Moment des Auftretens der Spannung stärker und stärker, bis die Streifen schließlich bei den höchsten erreichbaren Spannungen kaum noch zu sehen sind. Bei den höchsten Spannungen betrug die Schlagweite bei F_2 (Fig. 2) 1 cm und darüber.

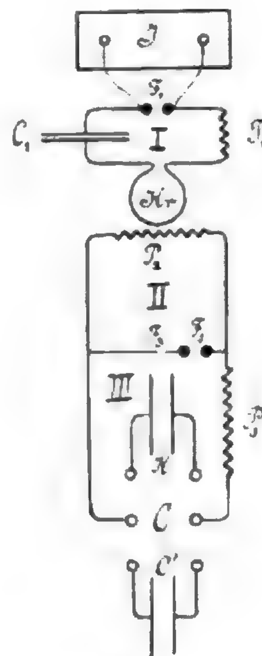


Fig. 2.

Es sind also hier zwei ihrer Natur nach verschiedene Effekte voneinander zu trennen: ein unmittelbarer Einfluß des Feldes und ein mittelbarer durch Konvektions- und Erwärmungsvorgänge. Der unmittelbare entspricht freilich nicht dem erwarteten, da ja die Streifen bei einem Einfluß des Feldes auf die Fortpflanzung der Lichtschwingungen völlig verschwinden sollten. Hierüber unter 3.

2. Nicol N mit Hauptschnitt horizontal gestellt, also Lichtschwingungen parallel zu den Kraftlinien. Da der Einfallswinkel der Strahlen an den Jaminschen Platten dem Polarisationswinkel nahe liegt, so ist jetzt das Gesichtsfeld dunkler als beim vorhergehenden Versuch. Die Streifen sind aber trotzdem bei Benutzung eines großen Nicols gut zu sehen. Wird das Feld erregt, so zeigt sich dasselbe wie beim ersten Versuche. Die Streifen verblassen sofort, ohne zunächst ihre Lage und Form zu ändern; erst nach einiger Zeit verzerren sie sich in unregelmäßiger Weise und fangen an zu wandern. Steigert man die Spannung, so erreicht man völliges Verschwinden der Streifen in dem Momente, wo das Feld einsetzt. Anscheinend ist bei der jetzigen Stellung des Nicols das Verblassen der Streifen bei einer bestimmten Feldstärke beträchtlicher als bei der früheren Stellung des Nicols, die Wirkung des Feldes also scheinbar größer; doch läßt sich wegen der ungleichen Helligkeit des Gesichtsfeldes im jetzigen und im früheren Falle ein sicherer Ver-

gleich nicht anstellen. Verdunkelt man bei dem früheren Versuche das Gesichtsfeld künstlich durch ein berußtes Glas, so erscheint auch dort die Feldwirkung stärker.

3. Der von vornherein erwartete Effekt, völliges Verschwinden der Streifen, trat also nicht der Erwartung entsprechend ein. Herr Dr. Mandelstam machte mich darauf aufmerksam, daß dies von dem Nachleuchten des Funkens herrühren könne. Nimmt man an, daß der Funke noch verhältnismäßig hell leuchtet, während das Feld bereits so schwach geworden ist, daß nur noch ein minimales Oszillieren der Streifen stattfindet, so hat man an dem einzelnen Entladungsvorgange zwei Stadien zu unterscheiden. Im ersten ist die Amplitude des Feldes und damit die der Streifenoszillationen groß, der Funke hell; im zweiten sind die Feldamplitude und die Streifenverschiebungen klein, der Funke aber immer noch hell. Das erste Stadium liefert dem Auge den Eindruck gleichförmiger Helligkeit des Gesichtsfeldes; das zweite den Eindruck des nur wenig verwaschenen, kaum verschobenen Streifenbildes. Die Superposition beider Eindrücke gibt das fast unveränderte Streifenbild, überlagert von gleichförmiger Helligkeit, also das Streifenbild wie durch einen weißen Nebel hindurch, verblaßt, gesehen.

4. Ist diese Überlegung richtig, so muß der physiologische Gesamteindruck mehr und mehr durch das erste Stadium, in dem die Streifen verschwunden sind, bedingt werden, das Verblassen der Streifen also zunehmen, wenn man die Dauer des Beleuchtungsfunkens abkürzt. Um dies zu erreichen, hat Herr Dr. Mandelstam die folgende Anordnung vorgeschlagen (siehe Fig. 2a).

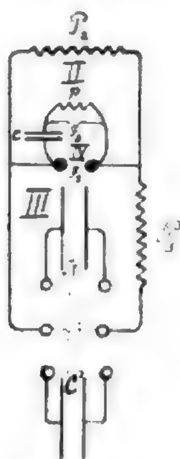


Fig. 2a.

Sie unterscheidet sich von der bisherigen nur dadurch, daß die kleine Beleuchtungsfunkenstrecke F_3 in einen besonderen Schwingungskreis IV gelegt wird. Dieser ist mit dem Kreis des Kerrschen Kondensators durch die Funkenstrecke F_2 gekoppelt und enthält außer F_3 eine sehr kleine Kapazität c (Glasplatte mit Stanniolbelegungen, ca. 100 cm Kapazität). Zur Funkenstrecke F_3 ist parallel gelegt eine kleine Selbstinduktion p (35 Windungen eines 1,5 mm dicken Drahtes von 4 cm Durchmesser). Die Schwingungsdauer des Kreises IV ergab sich zu $5 \cdot 10^{-8}$ sec. Der Kerrsche Kondensator und die kleine Kapazität c werden gleichzeitig geladen. Die Selbstinduktion p wird so gewählt, daß der Ladungsstrom nach c durch sie hindurch geht und nicht die Funkenstrecke F_3 durchbricht. Ist die Spannung am Kerrschen Kondensator und bei c soweit gestiegen, daß bei F_2 ein Funke überschlägt, so setzt mit der Schwingung des Kreises III auch die des Kreises IV ein. Die Schwingungen des Kreises IV aber gehen wegen ihrer kleinen Periode und daher hohen Induktanz von p nicht durch p, sondern durch F_3. Der Funke F_3 setzt also in dem Momente ein, wo die Spannung zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators im Maximum ist, und die durch den Funken hindurchgehenden Schwingungen werden wegen der verschwindenden Selbstinduktion des Kreises IV in sehr viel kürzerer Zeit abgelaufen sein, als die des Kreises III von bedeutend größerer Selbstinduktion und nicht wesentlich verschiedenem Widerstande.

Wurde nun mit dieser Anordnung und mit der früheren zum Vergleich unmittelbar hintereinander beobachtet, während die Schlagweite bei F_2, also das Feld zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators unverändert blieb[1]), so zeigte sich tatsächlich bei der neuen Anordnung ein weit stärkeres Verblassen der Streifen.

5. Hierauf wurde die Schwingungsdauer des Kreises III noch dadurch vergrößert, daß zu dem Kerrschen resp. dem Kondensator C' eine Kapazität von 750 cm parallel geschaltet wurde, wie es die punktierten Linien in Fig. 2a veranschaulichen.

Das nun Beobachtete entspricht vollkommen dem, was sich aus einer Weiterverfolgung des bisherigen Gedankenganges ergibt. Bei fortdauernder Vergrößerung der Periode des Kreises III (oder Verkleinerung der von IV) muß nach und nach die Verwaschenheit der Streifen wieder abnehmen, indem der Funke F_3 bei relativ immer kürzer werdender Dauer mehr und mehr eine bestimmte Phase der Schwingungen zwischen den Kerrplatten und damit eine bestimmte Lage der Interferenzstreifen beleuchtet. Wird schließlich die Dauer des Funkens sehr klein gegen die Schwingungsdauer von III, so müssen die Streifen völlig scharf

1) Genau genommen ist die Spannung bei der neuen Anordnung sogar kleiner um den allerdings verschwindenden Betrag, der der winzigen Funkenstrecke F_3 entspricht.

und ruhend erscheinen und zwar voraussichtlich in der Lage, die sie bei maximaler Feldstärke zwischen den Kerrplatten einnehmen. Die Schwingungsdauer des Kreises III beträgt jetzt $60 \cdot 10^{-8}$ sec gegenüber der von $5 \cdot 10^{-8}$ sec des Kreises IV. Der Versuch ergibt folgendes.

6. Nicol *N* mit Hauptschnitt vertikal gestellt, Lichtschwingungen senkrecht zu den Kraftlinien. Beim Einsetzen des Feldes springen die Streifen nach oben. Dabei erscheinen sie unverzerrt, aber ähnlich wie früher verblaßt. Letzteres erklärt sich wohl so. In der größten Ablenkung der Streifen aus ihrer Normallage (die sie ohne Feld einnehmen) ist die Geschwindigkeit ihrer Verschiebung Null. Der Funke beleuchtet aber nicht nur diesen einzigen Moment der Ruhe, sondern auch die darauf folgenden Momente der Bewegung, und so lagert sich wie bei den früheren Versuchen über das Bild der ruhenden Streifen die gleichförmige Helligkeit des bewegten Streifensystems.

7. Nicol mit Hauptschnitt horizontal, Lichtschwingungen parallel zu den Kraftlinien. Beim Einsetzen des Feldes springen die Streifen nach unten. Ihr Aussehen ist dabei wesentlich dasselbe wie beim vorhergehenden Versuche; nur erscheinen sie wegen der geringeren Helligkeit des Gesichtsfeldes etwas blasser.

Durch Einschieben eines dünnen Glimmerblättchens in den Weg des einen der beiden interferierenden Strahlenbündel, also durch Verzögerung desselben, wurde konstatiert, daß dieser Verzögerung eine Verschiebung der Streifen nach abwärts entspricht.

In Nitrobenzol erfährt also Licht, welches senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert ist, unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes eine Verzögerung, und Licht, welches parallel zu den Kraftlinien polarisiert ist, eine Beschleunigung.

Im Anschluß an Kerr wurde nun folgendes versucht. In das Fernrohr wurde unmittelbar hinter dem Objektiv ein Kalkspatkristall mit Blende so eingelegt, daß zwei Streifensysteme nebeneinander entstanden, das eine parallel zu den Kerrschen Kondensatorplatten, das andere senkrecht dazu polarisiert. Beim Erregen des Feldes sieht man das erstere nach oben, das letztere nach unten springen.

8. Es wurde sodann eine Messung des Größenverhältnisses des Sprunges nach oben und unten versucht, aber mit geringem Erfolge. Denn wegen Verblassens der Streifenfarben ist die als Marke dienende achromatische Linie nicht mehr sicher zu unterscheiden.[1]) Ferner scheint die Sprungweite nicht konstant zu sein, wohl infolge unregelmäßigen Einsetzens des Beleuchtungsfunkens. Als sicher läßt sich nur so viel angeben, daß die Verzögerung des senkrecht zu den Kraftlinien polarisierten Lichtes größer ist als die Beschleunigung des parallel zu den Kraftlinien polarisierten. Das Größenverhältnis scheint 2:1 zu sein. Die größte beobachtete Sprungweite betrug an die 10 Streifenbreiten (diese gerechnet von einer Spektralfarbe bis zur selben im nächsten Spektrum).

Somit ist der Forderung der Theorie insofern Genüge getan, als tatsächlich sowohl Lichtschwingungen parallel wie auch senkrecht zu den Kraftlinien durch ein elektrisches Feld beeinflußt werden. Dafür aber ist eine neue Kluft zwischen Theorie und Beobachtung entstanden, indem die Theorie für die beiden Polarisationszustände eine Beeinflussung im gleichen Sinne fordert, was durch die Beobachtung nicht bestätigt wird.

Versuche mit anderen Flüssigkeiten.

1. Das größte, gewissermaßen historische Interesse bot zunächst die Untersuchung von Schwefelkohlenstoff. Die Versuchsanordnung war genau die gleiche wie bei den Versuchen mit Nitrobenzol. Sie vermochte aber kein so starkes Feld zu liefern, daß auch nur irgendein Springen der Streifen, selbst von der Art, wie Kerr es beobachtete, zu bemerken war. Die Streifen blieben beim einen wie beim andern Polarisationszustande völlig ruhig, während die Potentialdifferenz zwischen den Platten des Kerrschen Kondensators bis zu ca. 30000 Volt betrug. Eine Fortsetzung der Versuche lohnt sich hier erst bei Anwendung eines elektrischen Apparates von größerem Maßstabe und eines längeren Kerrschen Kondensators.

Wohl aber zeigte sich ein großer Vorteil der induktiven Felderregung gegenüber den sonst gebräuchlichen Methoden. Es war auch bei minutenlanger Erregung des Feldes keine Spur von Schlierenbildung oder sonstiger Störung der Interferenzstreifen wahrzunehmen; diese blieben gerade und scharf, während bei direktem Anschluß des Kerrschen Kondensators an das Induktorium sofort Verzerrungen, Verschiebungen und Undeutlichwerden der Streifen auftrat, was in noch viel höherem Grade der Fall war, als die beiden Platten mit den Polen einer Elektrisiermaschine verbunden wurden.

2. Als dritte Flüssigkeit wurde Orthonitrotoluol untersucht, das wegen seiner chemischen Verwandtschaft mit Nitrobenzol ein ähnliches Verhalten wie dieses erwarten ließ, merkwürdigerweise aber bisher meines Wissens nach

1) Um farbenreichere Spektra zu erhalten, wurde ein Versuch mit Funken zwischen Kadmiumspitzen gemacht; es zeigte sich aber gerade das Gegenteil des Erhofften, indem die schön farbigen Streifen bei Einsetzen des Feldes blasser wurden als bei Benutzung der Zinkspitzen. Es scheint also der *Cd*-Funke länger nachzuleuchten als der *Zn*-Funke. Somit wäre eine Methode gegeben, um über das Nachleuchten verschiedener Funkenarten etwas zu erfahren.

nicht untersucht worden ist. Das zu dem Versuch benutzte Nitrotoluol, das Herr Privatdozent Dr. Kohlschütter mir freundlichst zur Verfügung stellte, war nicht so klar wie das Nitrobenzol, gab aber gute Interferenzstreifen. Es zeigte sich nun tatsächlich ein ganz analoges Verhalten wie bei Nitrobenzol.

War das Licht senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert, so sprangen die Streifen bei Erregung des elektrischen Feldes nach unten; war das Licht dagegen parallel zu den Kraftlinien polarisiert, so sprangen sie nach oben. Es wird also auch hier senkrecht zu den Kraftlinien polarisiertes Licht verzögert und parallel zu den Kraftlinien polarisiertes beschleunigt. Das Größenverhältnis der beiden Sprünge war hier noch weniger genau festzustellen als bei Nitrobenzol, da der Sprung nach oben merkwürdige Unregelmäßigkeiten zeigte, indem er bald größer bald kleiner zu sein schien. Der Sprung nach unten war etwa ebenso groß wie bei Nitrobenzol im gleichen Felde, und stets größer als bei der nach oben.

Die Untersuchung weiterer Flüssigkeiten soll die Aufgabe künftiger Versuche sein.

Zusammenfassung.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in Nitrobenzol und Orthonitrotoluol wird durch ein elektrisches Feld verändert, sowohl wenn das Licht senkrecht, wie wenn es parallel zu den Kraftlinien polarisiert ist.

Die Art der Veränderung ist eine andere, als sie von der Theorie gefordert wird. Das senkrecht zu den Kraftlinien polarisierte Licht wird verzögert, das parallel zu den Kraftlinien polarisierte beschleunigt.

Das Größenverhältnis zwischen der Verzögerung und Beschleunigung ist bei Nitrobenzol angenähert 2 : 1; bei Nitrotoluol nicht genauer ermittelt. Es ist also ein anderes, als es bei Schwefelkohlenstoff nach den Angaben von Kerr zu sein scheint.

Durch die Versuche wurde die praktische Brauchbarkeit zweier neuer, von Dr. L. Mandelstam angegebener Hilfsmittel der elektrooptischen Untersuchung erprobt. Es sind dies

1. die induktive Ladung des Kerrschen Kondensators.

Diese ermöglicht, auch in leitenden Flüssigkeiten starke Effekte hervorzubringen. Sie hat weiter den Vorteil, daß in isolierenden Flüssigkeiten keine Schlieren entstehen;

2. die Sichtbarmachung des elektrooptischen Effektes in einer bestimmten Phase des Feldes durch Beleuchtung mit einem kurz dauernden Funken.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. Braun für die gütige Gewährung der Institutshilfsmittel zu vorstehender Arbeit, sowie Herrn Assistenten Dr. L. Mandelstam für seine Anregung und seine vielfachen Ratschläge meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Straßburg i. Els., Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 22. Juli 1906.)

Vielfach-Telephonie mittels des Telegraphons.

Bemerkung zu einer Arbeit des Herrn J. W. Giltay.

Von Ernst Ruhmer.

Herr Giltay kommt auf S. 185—186 dieses Jahrganges dieser Zeitschrift auf meine Bemerkungen (6, 744, 1905) bezüglich seiner Arbeit über Vielfach-Telephonie mittels des Telegraphons (6, 572, 1905) zurück. Meine Ausführungen bezogen sich auf die dem zweiten Teil seiner Notiz (6, 574, 1. Spalte Mitte) zugrunde gelegten Auffassung einer Längsmagnetisierung (d. i. eine in der Bewegungsrichtung des Stahlbandes erfolgende).

Herr Giltay hat dort selbst zugegeben, daß es „ohne weiteres klar sei, daß man auf diese Weise eine genaue Kopie der Magnetinskription auf dem Stahlband der Empfangsstation erhalten wird". (1. Spalte, Zeile 10 von unten.)

Er hat nur seine Bedenken über die Möglichkeit der Trennung der beiden Gespräche auf der Empfangsstation geäußert. (1. Spalte, Zeilen 5—1 von unten.) Hierauf bezogen sich im wesentlichen die Ausführungen meiner Erwiderung (6, 744, 1905).

Jetzt greift Herr Giltay auf den im Anfang seiner ersten Arbeit (6, 572, 1905) behandelten Fall einer Quermagnetisierung (d. i. eine senkrecht zur Bewegungsrichtung des Stahlbandes erfolgende) zurück und bittet um den Nachweis, wie man von dem Stahlbande der Sendestation über eine Telegraphenleitung eine Kopie auf dem Stahlband der Empfangsstation erzielen könne.

Zunächst habe ich schon in meiner vorigen Bemerkung (6, 744, 1905, Spalte 1 Mitte) darauf hingewiesen, daß Pedersen nicht zwei Hufeisenelektromagneten, sondern zwei Paar an jeder Station anwendet (vgl. Fig. 3 meiner Veröffentlichung im Jahrgang 2 dieser Zeitschrift 28, 1900), von denen das erste Paar

+	+
—	—
1. Hufeisen-elektromagnet	2. Hufeisen-elektromagnet,

das zweite Paar

+	−
−	+
3. Hufeisen-elektromagnet	4. Hufeisen-elektromagnet

geschaltet ist. Die Magnetinskriptionen werden dementsprechend durch beifolgende Skizze dargestellt.

Es befinden sich also stets zwei ungleichnamige Pole auf einer senkrecht zur Bewegungsrichtung liegenden Graden.

Figur 1 der Giltayschen Arbeit (6, 573, 1905) entspricht demnach der Pedersenschen Anordnung gar nicht, sie ist auch an und für sich unrichtig, da Herr Giltay dort eine durch einen *NN*-Magneten erzeugte gleichpolige $(+n, +n)$ Magnetisierung zugrunde legt, die bei der telegraphonischen Quermagnetisierung überhaupt unmöglich ist.

Aus diesem Grunde läßt sich auch die Pedersensche Anordnung der Duplextelephonie nicht in der auf S. 186 von Herrn Giltay angegebenen Weise vereinfachen. — Dagegen lassen sich die in obiger Figur dargestellten Magnetinskriptionen der Pedersenschen Anordnung gleichzeitig mittels eines einfachen Hufeisenelektromagneten über die Fernleitung nach der Empfangsstation übertragen (an der Empfangsstation kommt hierfür ebenfalls ein einfacher Hufeisenelektromagnet zur Anwendung), und mittels 2 Paar Hufeisenelektromagneten, die denen der Sendestation entsprechend geschaltet sind, wieder trennen.

Ich glaube, daß hiermit alle Mißverständnisse behoben sind und das Prinzip des genialen Pedersenschen Verfahrens klargestellt ist.

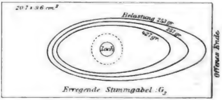
(Eingegangen 5. Juli 1906.)

Die Schwingung des Resonanzkastens.

Von T. Terada.

Die Übertragung der Schwingungen einer Stimmgabel an die umgebende Luft erfolgt bekanntlich in der Hauptsache mit Hilfe des mit der Stimmgabel verbundenen Resonanzkastens. Wenngleich ein Teil der Schwingung direkt durch die Wände des Kastens übertragen wird, so beruht doch die Übertragung zum weitaus größeren Teile auf der Resonanz der Luftsäule in dem Kasten. Es scheinen indessen über die Art und Weise, wie die Luft in dem Kasten durch die Stimmgabel und durch die Kastenwände erregt wird, bisher noch wenige Untersuchungsergebnisse experimenteller oder mathematischer Art veröffentlicht worden zu sein.[1]) Angesichts eines so ernstlichen Mangels an Untersuchungen über den Gegenstand dürfte die im folgenden mitgeteilte Tatsache, welche Verfasser beobachtet und weiter untersucht hat, von einigem Interesse sein.

Die Stimmgabel, deren ich mich bei meinen Versuchen bediente, war als C_3 bezeichnet und auf einem Resonanzkasten aus Kiefernholz montiert. Sie wurde mit ihrem Resonanzkasten auf den Tisch gestellt. Nun wird die Schwingung der Gabel durch einen zwischen ihre Zinken gebrachten Wattebausch gehemmt. Eine andere Stimmgabel von derselben Tonhöhe wird erregt und mit dem Ende ihres Stiles unter leichtem Druck an einem Punkt auf die obere Decke des Resonanzkastens gestellt. Bei Veränderung dieses Berührungspunktes beobachtet man dann, daß in einigen Punkten die Resonanz sehr stark ist, während sie in anderen nur schwach ist. Man findet, daß die Punkte, in denen die Resonanz am geringsten ist, auf einem die Stimmgabel umschließenden länglichen Oval angeordnet sind. Dieses Oval ist mit Bezug auf die Stimmgabel exzentrisch, und zwar liegt seine längere Seite dem offenen Ende des Resonanzkastens zugekehrt. Man erhält ähnliche Ovale, wenn man die Decke des Resonanzkastens mit Stimmgabeln von verschiedener Tonhöhe abtastet; nur sind diese Ovale enger, wenn die Tonhöhe der Stimmgabeln größer, und weiter, wenn sie geringer ist. Eine ähnliche Kurve erhält man gleichfalls, wenn man die an dem Resonanzkasten befestigte Stimmgabel durch eine schwerere oder leichtere ersetzt; und zwar wird bei einer schwereren Stimmgabel das Oval enger und bei einer leichteren weiter.



Die gleiche Beobachtung wurde an anderen Resonanzkasten mit den Tonhöhen G_3 und A_3 gemacht.

Es entsteht naturgemäß die Frage nach der Bedeutung dieses Ovales: Ist es eine Bauch- oder Knotenlinie des schwingenden Resonanzkastens? oder etwas anderes? Wenn eine

1) R. Moon, Phil. Mag. (4) 43.

Digitized by Google

Schwingung harmonischer Art durch eine gegebene periodische Verschiebung von gegebener Amplitude mechanisch erregt wird, so wird im allgemeinen die Amplitude der erzwungenen Schwingung dann am größten sein, wenn der Erregungspunkt nahezu mit dem Knoten des erregten Systems zusammenfällt, wie dies durch den wohlbekannten Versuch von Melde gezeigt wird. Andererseits findet man durch einen ähnlichen Versuch, daß die Chladnischen Platten am stärksten resonieren, wenn man mit dem Stil einer Stimmgabel einen Punkt der Knotenlinie berührt, welche der Eigenschwingung von der Tonhöhe der erregenden Stimmgabel entspricht. Wenn wir nun bei dem Resonanzkasten das Oval als Bauch auffassen wollen, so muß der Punkt, an dem die Stimmgabel befestigt ist, ein Knotenpunkt sein. Das kann man sich nur schwer vorstellen. Um diese Frage zu lösen, schritt ich zu folgendem Versuch: Ich entfernte den Wattebausch und erregte die an dem Resonanzkasten befestigte Stimmgabel. Dann drückte ich mit einem Ende eines schweren Eisenstabes an verschiedenen Stellen auf den Resonanzkasten. Drückte ich auf das Oval, so wurde die Stärke der Resonanz nicht merklich verändert; wenn ich hingegen auf einen Punkt nahe der Mitte des Ovales drückte, so wurde die Resonanz merklich gedämpft. Dieselbe Beobachtung machte ich, wenn ich auf den mittleren Teil der gegenüberliegenden Wandung des Resonanzkastens drückte. Daraus geht hervor, daß diese Teile der Decke und des Bodens mit der größten Amplitude schwingen. Diese Tatsache läßt sich durch einen anderen Versuch bestätigen: Man verstopft auf irgendeine Weise die Mündung des Resonanzkastens und tastet mit dem Schalltrichter eines Stethoskops die verschiedenen Teile der Wandungen des Resonanzkastens ab. Man findet dann, daß man an den oben erwähnten Stellen den Ton am lautesten hört. Es ist sonach klar, daß der mittlere Teil des Ovales der Bauch ist. Die Erwägung, daß die Amplitude der erzwungenen Schwingung bei Erregung in der Nähe des Knotens am größten wird, enthält die Voraussetzung des Vorhandenseins dieser Schwingungsart. Wenn die Schwingung einfacher Art ist, so muß irgendeine im Knoten angreifende störende Kraft das Zustandekommen dieser Schwingungsart verhindern. In dem Falle des hölzernen Resonanzkastens, der durch den Stiel einer gewöhnlichen Stimmgabel erregt wird, gibt die weiche Kiefernholzplatte unter dem Stimmgabelstiel nach, so daß die Stimmgabel nur eine periodische Kraft, nicht aber eine bestimmte Verschiebung zu erteilen vermag. Wenn wir die Decke des Resonanzkastens durch eine Metallplatte ersetzen und diese dann mit dem Stiel einer Stimmgabel berühren, so zeigen sich uns die Knotenlinien gerade wie bei den Chladnischen Platten; das heißt, die Resonanz ist am stärksten in einem System von Kurven, die den Knotenlinien einer ähnlichen rechteckigen Platte nahezu gleich sind.

Man kann das gleiche Oval erhalten, wenn man die Oberdecke sanft mit einem leichten hölzernen Hammer abklopft, dessen Kopf mit Kautschuk überzogen ist. An dem Oval kann man den Grundton nicht hören.

Die Art, wie sich die Abmessungen des Ovales bei verschiedenen Erregern und Belastungen ändern, ließe sich voraussehen, wenn man das Oval als die Knotenlinie des Systems betrachtet. Unter dieser Voraussetzung muß ein Resonanzkasten aus härterem Holz als Kiefer ein größeres Oval liefern. Dies fand sich bestätigt, als ein Resonanzkasten von den gleichen Abmessungen wie der kieferne aus Magnolienholz hergestellt wurde.

Wenn die befestigte Stimmgabel entfernt, oder die Befestigung gelöst wird, so kann man das Oval nicht erhalten.

Führt man, während die Stimmgabel schwingt, den Schalltrichter eines Stethoskops über die Decke hin, so kann man ein Sinken des Tones auf dem Oval bemerken. Das Resultat ist aber nicht sehr überzeugend wegen des störenden Einflusses der Seitenwände und besonders des offenen Endes.

Aus den oben mitgeteilten Versuchen kann man schließen:

1. daß die Schwingungsamplitude der hölzernen Wandungen eines Resonanzkastens im mittleren Teile der Decke und des Bodens am größten ist;

2. daß das Oval der Knotenlinie der — durch die auf ihr befestigte Stimmgabel belasteten und von dieser erregten — Decke entspricht.

Ob die Schwingungsphasen der Bäuche in der Decke und im Boden einander entgegengesetzt sind oder nicht, ist eine Frage, die noch der Prüfung bedarf. Jedenfalls scheint es, daß eine derartige Schwingung eine periodische Druckschwankung im Innern des Resonanzkastens hervorruft und die Luftsäule zur Resonanz erregt.

Ähnliche Versuche sind an einer Geige angestellt worden.[1]) Dabei konnten keine Knotenlinien gefunden werden. Die Resonanz ist bei verschiedenen Stimmgabeln stets am stärksten in der Nähe des Steges und diesem gegenüber. In der Nähe der *f*-Löcher ist sie sehr schwach. In der Nähe der vorspringenden

1) W. B. Coventry, Nature **46**, 150.

Zargenecken werden die höheren Obertöne vorherrschend.

Tôkyô, Physikalisches Laboratorium.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 6. Juli 1906.)

Zum Foucaultschen Pendel.

Von M. Koppe.

1. Trotz aller Entgegnungen behauptet Herr Denizot[1]), die sog. Drehung der Schwingungsebene rühre nicht von der Coriolisschen Kraft, d. h. den Gliedern mit der ersten Potenz von ω her, sondern von gewissen Gliedern mit ω^2, die man bisher in den Differential-Gleichungen unterdrückte, weil man es für ausreichend hielt, die scheinbare Schwere für das Versuchsfeld als konstant nach Größe und Richtung anzusehen. Diese Glieder sind nämlich Bestandteile der zur scheinbaren Schwere beitragenden Zentrifugalkraft.

Die Coriolissche Kraft soll auf die Pendelebene bei dem Hingang nach rechts, bei dem Hergang nach links wirken, daher nur Störungen hervorbringen, die sich nicht zu endlichen Größen summieren. Offenbar ist hier an eine prästabilierte materielle Ebene gedacht, in der das Pendel verharren muß wie ein Seiltänzer auf dem Seil, eine solche ist aber nicht vorhanden, die Coriolissche Kraft wirkt auf den Pendelkörper und modifiziert seine Bahn, die gedachte Schwingungsebene hat nur intermittierende Existenz in den Augenblicken größter Ausweichung des Pendels, sie ist dann die durch die Ruhelage und den Pendelfaden gelegte Ebene. Die von Tesař[2]) ursprünglich gezeichnete Figur, die er später leider als übertrieben preisgab, erklärt den Sachverhalt zutreffend.

Sollte es Herrn D. wirklich gelungen sein, durch Rechnung aus den Gliedern mit ω^2 eine Drehung der Pendelebene mit der Winkelgeschwindigkeit $(-\omega)$, d. h. entgegen der Erdrotation, abzuleiten, so ist von vornherein klar, daß man seinen Spuren folgend auch eine Drehung mit $(+\omega)$ muß ableiten können. Denn die Wurzel aus dem maßgebenden Gliede (ω^2) hat auch diesen Wert.

Statt einer derartigen Rechnung finden wir allgemeine Schlüsse. Es ist sicher, daß für einen Beobachter am Nordpol der Himmel die Drehung $(-\omega)$ zeigt. Könnte ein dicht über dem Nordpol schwebender Körper zunächst mit dem Himmelsgewölbe starr verbunden sein und später plötzlich losgelöst werden, so würde auch dieser Fremdkörper anfangs für den irdischen Beobachter die Eigenrotation $(-\omega)$ haben, aber die Atmosphäre würde schleunigst als Bremsband wirken, und der Körper, einmal akklimatisiert, hätte keine relative Rotation. Jeder irdische Körper, mag er auf der Erde liegen, im Wasser schwimmen oder an einem Faden hängen, hat seit jeher Anteil an der Erdrotation. Herr D. nimmt dagegen in jedem freien Körper eine Erinnerung an den absoluten Raum als lebendig an. Schon früher schlug man in diesem Sinne vor, durch aufgestreuten Lykopodiumsamen eine relative Bewegung des Wassers in einem runden Behälter nachzuweisen.

Zerlegt man die Bewegung von Berlin in eine Translation eines bestimmten Punktes längs des Parallelkreises und in eine Rotation um eine dort entspringende Parallele zur Weltachse, so lassen sich die Glieder mit ω^2 deuten als die zu letzterer gehörige Zentrifugalkraft. So soll begründet werden, daß diese Glieder in einem fallenden Steine eine relative Rotation entgegen der Erddrehung veranlassen. Aus dieser entstehe einerseits die umstrittene südliche Abweichung. — Fällt denn ein rotierender Körper in einer besonderen Bahn? — Andererseits soll die so gefundene Rotation des Pendelkörpers eins sein mit der Rotation der Schwingungsebene. — Man lasse eine Kugel an einem Faden pendeln, den man vom Aufhängepunkt her stark tordiert, die Kugel wird sich rasch drehen, die Schwingungsebene nicht in gleicher Weise!

Nach D. soll das Foucault-Pendel, das durch Abbrennen eines Fadens in Gang gesetzt wird, in den Umkehrpunkten in absoluter Ruhe sein und soll durch die Vertikale gehen. Endlich soll die Erklärung mittels der Coriolisschen Kraft an dem „leicht zu beweisenden" Satze scheitern, daß am Nordpol ein auf einer horizontalen glatten Ebene gleitender Körper in 12^h einen Kreis beschreibe. Dieser Satz ist falsch, obwohl ein richtiger ähnlich lautet.

Im folgenden betrachte ich kleine Schwingungen des Foucault-Pendels und nehme Rücksicht auf die Glieder mit (ω^2), halte dann aber für nötig, auch die 578mal größeren Glieder beizubehalten, in denen sich die Variation der Erdattraktion ausspricht. Für den Nordpol ist eine doppelte Behandlung möglich, entweder vom absoluten Raum auszugehen oder sofort die relative Bewegung zu behandeln.

2. Das Pendel am Nordpol absolut. Die Z-Achse gehe vom Aufhängepunkt vertikal aufwärts, die Pendellänge sei $= l$, der Erdradius $= a$, die Spannung des Fadens $= N$, die Schwere im Punkt $O = g$. Ist das Pendel anfangs nach (p, o, z_0) zur Seite gezogen, so ist seine Anfangsgeschwindigkeit $= p\,\omega$. Man hat

1) Diese Zeitschr. 6, 342, 1905; 6, 677, 1905.

2) Diese Zeitschr. 6, 558, 1905; 7, 109, 1906.

$$x'' = \quad -\frac{g}{a}x - \frac{N}{l}x$$

$$y'' = \quad -\frac{g}{a}y - \frac{N}{l}y$$

$$z'' = -g + \frac{2g}{a}z - \frac{N}{l}z.$$

Aus $x^2 + y^2 + z^2 = l^2$ folgt $xx'' + yy'' + zz'' = -(x'^2 + y'^2 + z'^2)$. Setzt man hier die Werte von x'', y'', z'' ein und eliminiert die lebendige Kraft, so wird

$$N \cdot l = -gz - \frac{g}{a}(l^2 - 3z^2) + \frac{3g}{a}(z^2 - z_0^2) - \\ - g(z - z_0) + \omega^2 p^2.$$

Sind x, y Glieder erster Ordnung, so unterscheidet sich z von $(-l)$ nur um Glieder zweiter Ordnung. Daher wird bei Weglassung von Gliedern zweiter Ordnung

$$N = g + \frac{2g}{a}l = \gamma,$$

wo γ der Wert der Schwere in der Ruhelage $(o, o, -l)$ ist. Man findet dieses Resultat auch aus der dritten Differentialgleichung allein. Dann folgt aus den beiden ersten und den Anfangsbedingungen für die Projektion auf die XY-Ebene:

$$x = p\cos nt, \quad y = \frac{p\omega}{n}\sin nt,$$

$$n = \sqrt{\frac{\gamma}{l} + \frac{\gamma}{a}}.$$

Die absolute Pendelbahn ist also eine schmale Ellipse, die man als Projektion eines Kreises darstellen kann, der gegen die Vertikale um $\varepsilon = \frac{\omega}{n}$ geneigt ist, und auf dem ein Hilfspunkt mit der Winkel-Geschwindigkeit n läuft. Erteilt man jetzt der Bahn des Hilfspunktes noch eine Rotation $(-\omega)$ um die Z-Achse, so beschreibt er eine sphärische Raumkurve, deren Projektion die wirkliche Pendelbahn ist. Die Raumkurve schneidet den Äquator der Sphäre senkrecht, die Pendelbahn hat daher das Aussehen der Fig. 1, der tiefste Punkt bleibt um $p\frac{\omega}{n}$ von der Ruhelage entfernt.

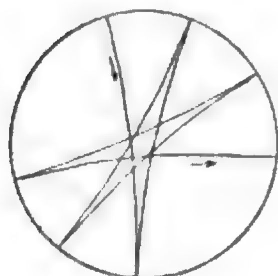


Fig. 1.

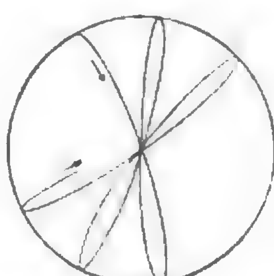


Fig. 2.

Durch geringe, vielleicht zufällige Einwirkungen kann der Pendelkugel ihre absolute Anfangsgeschwindigkeit genommen werden. Das Pendel geht dann scharf durch die Mitte und beschreibt im absoluten Raum eine gerade Linie, als ob es die Projektion eines Hilfspunktes wäre, der einen vertikalen Kreis mit der Winkelgeschwindigkeit n beschreibt. Erteilt man letzterem wieder die Drehung $(-\omega)$ um OZ, so beschreibt der Hilfspunkt eine sphärische Raumkurve, die durch Nord- und Südpol geht und den Äquator schief trifft. Sie projiziert sich zu einer Schleifenkurve wie Fig. 2. Halbiert die X-Achse eine der Schleifen, so erfolgt die Bewegung dort nach den Gleichungen:

$$x = p\cos nt\cos\omega t, \; y = p\cos nt\sin\omega t$$

oder angenähert: $y = p\,\omega t\cos nt$. Die Breite der Schleife ergibt sich gleich $1{,}12 \cdot \frac{p\omega}{n}$.

Die Raumkurven können leicht durch Aufwickeln eines Fadens auf ein kugelförmiges Knäuel hergestellt werden. Das Pendel in Wien, dessen Länge Tesař leider nicht angibt, ist vielleicht durch kleine Störungen zu einer solchen Bewegung veranlaßt worden, die Art der Aufhängung dürfte nicht wesentlich sein. Die angegebene Breite der Schleifen scheint dem obigen Betrage nicht zu entsprechen. Die Feststellung, das Pendel gehe genau durch die Mitte, gestattet keine große Genauigkeit.

Man kann die harmonische absolute Bewegung in einer wagerechten Ellipse auch als Bahn eines Punktes erzeugen, der einer Kreisscheibe angehört, die in einem Kreis von doppeltem Radius rollt, also momentan um den Berührungspunkt mit der Winkelgeschwindigkeit n rotiert. Unterwirft man dieses System noch der Drehung $(-\omega)$ um O, so resultiert die momentane Rotation $(n - \omega)$ um einen Punkt, der von O den konstanten Abstand $\alpha = p\frac{n}{n-\omega}$ hat, vom Zentrum der Scheibe aber den Abstand $\beta = p\left(\frac{1}{2} + \frac{\omega}{n-\omega}\right)$. Die Bahn wird dieselbe, als gehörte der Punkt einer Scheibe vom Radius β an, die in einem Kreise vom Radius α rollt. Die Figur 1 entsteht, wenn man den Punkt auf der Peripherie der rollenden Scheibe annimmt, dagegen Fig. 2, wenn der Punkt zu Anfang mit O zusammenfallt.

Wenn man sagt, der Mond laufe am Himmel jeden Monat durch eine Bahn, die sich in dieser Zeit längs der Ekliptik um $1\frac{1}{2}^0$ verschiebe, ohne ihre Neigung zu ändern, so ist dies eine anschauliche Darstellung des Vorgangs. Dagegen ist die Vorstellung einer schmalen, sich drehenden Ellipse durchaus ungeeignet, das Foucaultsche Pendel anschau-

lich zu machen. Die Gestalt der wirklichen Bahn Fig. 1 mit ihren Spitzen erinnert in nichts an eine elliptische Bewegung. Nur dann ist eine solche Auffassung anschaulich, wenn die Geschwindigkeit, mit der die Punkte der Bahn variieren, überall viel kleiner ist, als die, mit welcher sie durchlaufen wird.

3. **Das Pendel am Nordpol relativ.** Man erhält die relative Pendelbahn direkt aus der Anfangsgeschwindigkeit (= 0) und den Gleichungen

$$x'' = +2\omega y' - \frac{N}{l}x + x\left(\omega^2 - \frac{g}{a}\right)$$

$$y'' = -2\omega x' - \frac{N}{l}y + y\left(\omega^2 - \frac{g}{a}\right)$$

$$z'' = \quad -g \quad - \frac{N}{l}z + z \cdot \frac{2g}{a}.$$

Leitet man hieraus die lebendige Kraft und den Flächensatz für OZ ab, so kann man ähnlich wie oben N als Funktion von z darstellen. Man erhält genau den früheren Wert wieder, also ohne Größen 1. Ordnung wegzulassen,

$$N = g + 2 \cdot \frac{g}{a} \cdot l = \gamma,$$

was auch aus der 3. Differentialgleichung folgt. Setzt man dies in die ersten beiden Gleichungen ein, in denen man $\frac{g}{a}$ durch $\frac{\gamma}{a}$ ersetzen darf, so lassen sie sich für $x + \iota y = u$ zusammenfassen in

$$u'' = -2i\omega u' - (n^2 - \omega^2)u,$$

wo

$$n = \sqrt{\frac{\gamma}{l} + \frac{\gamma}{a}}.$$

Der Ort des pendelnden Punktes ergibt sich als Superposition von $u_1 = a e^{-i(\omega+n)t + i\alpha}$ und $u_2 = b e^{-i(\omega-n)t+i\beta}$, also aus zwei Kreisbewegungen von fast gleicher, aber entgegengesetzter Winkelgeschwindigkeit. Diese Bahn läßt sich leicht als Hypocykloide deuten. Man kann auch $u = e^{-i\omega t} v$ setzen, wo $v = a e^{-int+i\alpha} + b e^{int+i\beta}$ eine harmonische Bewegung darstellt, die man mit der Rotation $(-\omega)$ kombinieren muß, um die Bewegung des Punktes u in der komplexen Ebene zu erhalten.

Läßt man l in ∞ übergehen, so ist der Pendelkörper gezwungen, in einer horizontalen Ebene zu bleiben. Er beschreibt nach dem Vorigen in der Zeit $2\pi\sqrt{\frac{a}{\gamma}} = 1^h 23^m$ eine Pendelellipse, deren Achsen sich in einem Tage einmal herumdrehen. Ist die Anfangsgeschwindigkeit $= 0$, so hat die Bahn die Gestalt Fig. 1 mit 17 Spitzen auf dem Halbkreis.

Betrachtet man endlich einen Körper, der gezwungen ist, sich auf der glatten Erdoberfläche, der Niveaufläche, zu bewegen, so tritt deren Gleichung an Stelle von $x^2 + y^2 + z^2 = l^2$. Sie ist $V = 0$, wo

$$V = \frac{1}{2}x^2\left(\omega^2 - \frac{g}{a}\right) + \frac{1}{2}y^2\left(\omega^2 - \frac{g}{a}\right) - gz + z^2 \cdot \frac{g}{a}.$$

Dann wird

$$x'' = +2\omega y' - \lambda\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x}$$

$$y'' = -2\omega x' - \lambda\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y}$$

$$z'' = \qquad - \lambda\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z}.$$

Da z von der zweiten Ordnung ist und $\frac{\partial V}{\partial z}$ mit $-g$ beginnt, so folgt aus der dritten Gleichung $\lambda = 1$, also aus den beiden ersten zur Bestimmung der Projektion auf die XY-Ebene,

$$x'' = 2\omega y' \qquad y'' = -2\omega x'$$

also für $x + \iota y = u$: $\qquad u'' = -2\iota\omega u'$,

d. h. die oben betrachtete Gleichung, wenn man für n den Wert ω setzt. Ihre Lösung ist einerseits die Superposition von $u_1 = a e^{-2i\omega t + i\alpha}$ und $u_2 = b e^{i\beta}$, also eine Kreisbewegung um einen beliebigen Punkt mit der Winkelgeschwindigkeit (2ω). Andererseits auch die harmonische Bewegung $v = a e^{-i\omega t + i\alpha} + b e^{i\omega t + i\beta}$ kombiniert mit der Rotation $(-\omega)$. Hierdurch erklärt sich das Auftreten von (2ω). Geometrisch anschaulich ist nur die erste Art der Lösung. Die Darstellung als Hypocykloide erfordert einen unendlich kleinen Radius des rollenden Kreises, in dessen Ebene der beschreibende Punkt liegt.

4. **Das Pendel in beliebiger Breite.** Die Attraktion des Erdballs sei hervorgebracht durch eine im Mittelpunkt M konzentrierte Masse. Von einem Punkte O in Berlin gehen drei Achsen, X nach Süden, Y nach Osten, Z vertikal aufwärts, aus. Die Attraktion in O sei k, die scheinbare Schwere g, die geographische Breite $= \varphi$, die geozentrische $= \vartheta$, ihre Differenz $\varphi - \vartheta = \delta$, der Abstand $MO = a$. Ist für einen beliebigen Punkt P in Berlin der Abstand $MP = r$, der Abstand von der Erdachse $= \varrho$, so ist das Potential der scheinbaren Schwere:

$$V = \frac{ka^2}{r} + \frac{\omega^2}{2}\varrho^2.$$

Es ist

$$r^2 = (a\cos\vartheta + x\sin\varphi + z\cos\varphi)^2 +$$
$$+ (a\sin\vartheta - x\cos\varphi + z\sin\varphi)^2 + y^2$$
$$\varrho^2 = (a\cos\vartheta + x\sin\varphi + z\cos\varphi)^2 + y^2$$

oder auch

$$r^2 = a^2 + 2ax\sin\delta + 2az\cos\delta + x^2 + y^2 + z^2$$
$$\varrho^2 = a^2\cos\vartheta^2 + 2a\cos\vartheta\,(x\sin\varphi + z\cos\varphi) +$$
$$+ (x\sin\varphi + z\cos\varphi)^2 + y^2.$$

Entwickelt man V nach Potenzen von x, y, z bis zur 2. Dimension, so erhält die erste Potenz von x den Koeffizienten:

$$(a\omega^2 \cos\vartheta \sin\varphi - k \sin\delta).$$

Dieser muß $= 0$ sein, da die scheinbare Schwere die X-Komponente $\frac{\partial V}{\partial x} = 0$ hat. Dadurch ist δ bestimmt. Es ist etwa $\omega = 7\cdot 10^{-5}$, $\omega^2 = 5\cdot 10^{-9}$, $a = 6\cdot 10^6$ m, $a\omega^2 = 3\cdot 10^{-2}$, $\delta = 3\cdot 10^{-3}\cdot\cos\varphi^2$. Setzt man $\vartheta = \varphi + \delta$ und vernachlässigt solche Glieder, die viel kleiner als ω^2 sind, z. B. $\omega^2\delta$, so wird:

$$V = ka + \frac{\omega^2}{2} a^2 \cos\varphi^2 +$$
$$+ z(-k\cos\delta + a\omega^2\cos\varphi^2) +$$
$$+ \frac{x^2}{2}\left(-\frac{k}{a} + \omega^2 \sin\varphi^2\right) + \frac{y^2}{2}\left(-\frac{k}{a} + \omega^2\right) +$$
$$+ \frac{z^2}{2}\left(\frac{2k}{a} + \omega^2\cos\varphi^2\right) + 4xz\,\omega^2\sin\varphi\cos\varphi.$$

Aus dem Gliede mit z folgt, daß

$$g = k\cos\delta - a\omega^2\cos\varphi^2.$$

Dann werden die Gleichungen für das in O aufgehängte Pendel

$$x'' - 2\omega y'\sin\varphi - \frac{N}{l}x + \frac{\partial V}{\partial x}$$
$$y'' = -2\omega x'\sin\varphi - 2\omega z'\cos\varphi - \frac{N}{l}y + \frac{\partial V}{\partial y}$$
$$z'' - 2\omega y'\cos\varphi - \frac{N}{l}z + \frac{\partial V}{\partial z}.$$

Hier ist es nicht möglich, N als Funktion von z wie früher darzustellen. Indessen zeigt die 3. Gleichung, daß N sich von

$$\gamma = g\left(1 + \frac{2l}{a}\right) + 3\omega^2 l\cos\varphi^2$$

nur um Glieder von der ersten Ordnung unterscheidet, daß daher $\frac{N}{l}x$ und $\frac{N}{l}y$ sich von $\frac{\gamma}{l}x$ und $\frac{\gamma}{l}y$ nur um Glieder 2. Ordnung unterscheiden. Somit wird die Projektion der Bahn auf die XY-Ebene bestimmt durch:

$$x'' = 2\omega y'\sin\varphi - 4l\omega^2\sin\varphi\cos\varphi$$
$$+ x\left(-\frac{\gamma}{l} - \frac{\gamma}{a} + \omega^2\sin\varphi^2 - \omega^2\cos\varphi^2\right)$$
$$y'' = -2\omega x'\sin\varphi + y\left(-\frac{\gamma}{l} - \frac{\gamma}{a} + \omega^2\sin\varphi^2\right).$$

Das Pendel ist in der Ruhelage aus der Z-Achse abgelenkt um $x = \dfrac{4l\omega^2\sin\varphi\cos\varphi}{\frac{\gamma}{l} + \frac{\gamma}{a}}$ oder angenähert $x = \frac{4l^2}{\gamma}\omega^2\sin\varphi\cos\varphi$. Die Schwingungen sind nach dem Satz über die fingierten Kräfte der relativen Bewegung eine Kombination der Drehung $(-\omega\sin\varphi)$ mit der Bewegung:

$$\xi'' = -\xi(n^2 + \omega^2\cos\varphi^2) \qquad \eta'' = -\eta n^2.$$

Diese erfolgt in der Lissajous-Kurve zweier fast gleich gestimmter Stimmgabeln, d. h. in einer Ellipse, die so langsam variiert, daß sie nach der Periode $\frac{4\pi n}{\omega^2\cos\varphi^2}$, oder etwa 100 Jahren, in ihre ursprüngliche Spur zurückkehrt. Das ist der Einfluß von ω^2!

Es reicht also völlig aus, nur die Coriolissche Kraft zu beachten. Um diese in Berlin zu bestimmen, darf man die Erdrotation in die Komponenten $\omega\sin\varphi$, $\omega\cos\varphi$ zerlegen. Die erste erzeugt, nach den für den Pol angestellten Betrachtungen, eine Rotation der Schwingungsebene mit der Geschwindigkeit $(-\omega\sin\varphi)$, die zweite ist so wirkungslos wie die Coriolissche Kraft der Erdrotation auf Pendel am Äquator. Darin liegt der Grund, daß man die Drehung der Schwingungsebene durch Zerlegung der Erdrotation richtig erhält. Diese Drehung tritt übrigens nicht nur bei dem Foucaultschen Pendel in Erscheinung, sondern überall, wo ein elastisch schwingender Stab oder eine Saite an einem Gestell befestigt ist, das sich dreht. Die Rechnungen in Tesařs zweiter Abhandlung beziehen sich besonders darauf, daß die Glieder mit ω^2 und die Zusatzkräfte der Attraktion zu $xy'' - yx''$ keine erheblichen Beiträge liefern, oder daß bei dem Übergang zu einem rotierenden Achsensystem $\xi\eta'' - \eta\xi''$ fast $= 0$, also $\xi\eta' - \eta\xi'$ konstant wird. Aber aus diesem Satz allein kann man nicht auf die Art der Bahn schließen, sondern nur feststellen, daß irgendwelche Bahn mit konstanter Flächengeschwindigkeit durchlaufen wird.

5. Die Südabweichung beim freien Fall? Fällt ein Stein vom Punkte O aus frei herab, bis er die Ebene $z = -l$ erreicht, so gelten die Gleichungen

$$x'' = 2\omega y'\sin\varphi + x\left(-\frac{g}{a} + \omega^2\sin\varphi^2 - \omega^2\cos\varphi^2\right) +$$
$$+ 4z\omega^2\sin\varphi\cos\varphi$$
$$y'' = -2\omega x'\sin\varphi - 2\omega z'\cos\varphi +$$
$$+ y\left(-\frac{g}{a} + \omega^2\sin\varphi^2\right)$$
$$z'' = -g + 2\omega y'\cos\varphi +$$
$$+ z\left(\frac{2g}{a} + 3\omega^2\cos\varphi^2\right) + 4x\omega^2\sin\varphi\cos\varphi.$$

Diesen genügen folgende gerade oder ungerade Potenzreihen von t:

$$x = 0\cdot t^4 + (t^6), \qquad y = \frac{1}{3}g\omega\cos\varphi\cdot t^3 + (t^5),$$
$$z = -\frac{1}{2}gt^2 + (t^4).$$

Die Ebene $z = -l$ wird erreicht in dem Punkte $(x_1\ y_1)$:

$$x_1 = 0, \quad y_1 = \frac{1}{3} g^{-1/2} (2l)^{3/2}\, \omega \cos\varphi.$$

Das vom Punkte O herabhängende Pendel hat aber nach 4. die Ruhelage (x_2, y_2):

$$x_2 = -\frac{4l^2}{g}\omega^2 \sin\varphi\cos\varphi, \quad y_2 = 0.$$

Der fallende Stein hat also vom Fußpunkt des Pendellotes die Abweichung $\xi = x_1 - x_2 = \frac{4l^2}{g}\omega^2 \sin\varphi \cos\varphi$, etwa $5\cdot 10^{-8}\, t^4 \sin\varphi\cos\varphi$ nach Süden und $\eta = y_1 - y_2$ nach Osten.

Vor kurzem hat de Sparre[1]) genaue Ausdrücke für die Abweichung nach Süden veröffentlicht, indem er die Erde als homogenes Ellipsoid betrachtet und den Körper nicht nur von einem Turm, sondern auch in einen Schacht fallen läßt. Seine Formeln geben aber die Abweichung von der vertikalen Z-Achse im Ausgangspunkt, für einen Versuch kämen nur die Abstände des Aufschlagpunktes und des Pendels in Betracht, welches von der unten wirkenden Schwerkraft eingestellt wird.

Diese Größe findet man direkt, wenn man den Fall im Punkte (o, o, l) beginnen läßt. Man erhält dann die Reihen:

$$x = 2l\omega^2 \sin\varphi\cos\varphi\, t^2 + (t^4),$$

$$y = \frac{1}{3}\omega g' \cos\varphi\, t^3 + (t^5),$$

$$z = l - \frac{1}{2} g' t^2 + (t^4),$$

wenn $g' = g\left(1 - \frac{2l}{a}\right) - 3l\omega^2 \cos\varphi^2$ die Schwere im höchsten Punkte bedeutet. Für $Z = 0$ wird $t^2 = \frac{2l}{g'}$, also wie oben

$$x = \frac{4l^2}{g'}\omega^2 \sin\varphi\cos\varphi,$$

$$y = \frac{1}{3} g'^{-1/2} (2l)^{3/2}\, \omega\cos\varphi.$$

Für Reichs Versuche würde die Südabweichung 0,03 mm betragen.

Beachtet man nur die Coriolisschen Kräfte, so erhält man als Südabweichung

$$\frac{2}{3}\frac{\omega^2}{g} \sin\varphi\cos\varphi\cdot l^2,$$

d. h. sie ist unmerklich, vom Betrage der vernachlässigten Glieder mit ω^2. Tesar erhält $\frac{3}{2}\frac{\omega^2}{g}\sin\varphi\cos\varphi\cdot l^2$, indem er die Zentrifugalkraft genau bestimmt, nicht aber die Attraktion. Alles kommt dahin überein, daß sie praktisch $= 0$ ist, was längst bekannt ist, aber immer wieder bezweifelt wird. Übrigens folgt die beobachtete Abnahme der Schwere mit der Höhe nicht dem theoretischen Gesetz, sondern hängt von der Lage und Umgebung des Ortes ab.

1) Comptes rendus, tome 140, 33, 1905.

Zusätze bei der Korrektur.

Zu 1. Bei der von Herrn D. angestrebten Strenge kommt jedem einzelnen Punkte des Versuchsfeldes eine besondere Größe und Richtung der Schwere zu, es ist nicht angängig, als Schwere für einen bestimmten Punkt P nahe der Erdoberfläche eine Kraft zu definieren, die der scheinbaren Schwere des in der Nachbarschaft willkürlich angenommenen Punktes O nach Größe und Richtung gleicht. Liegt der Anfangspunkt O in der Wurzel eines Kirschbaums, so ist für die Lage und für die Schwingungen der Kirschen die scheinbare Schwerkraft jeder einzelnen maßgebend. Man könnte ja den Anfangspunkt dorthin verlegen. Eben dieselbe Kraft ist für die Fallbewegung maßgebend, wenn man die Kirschen beim Pflücken in den Korb fallen läßt.

Zu 4. Das entwickelte Potential der Schwere folgt auch durch Spezialisierung aus den Formeln von Hansen[1]) und von Bertram[2]), welche die Erde aus ellipsoidischen ähnlichen Schichten bestehen lassen. Aus Bertrams Formeln ergibt sich die Südabweichung, die er auf die Ausgangs-Vertikale bezieht, also die Größe x_1, wie bei uns streng gleich 0. Dagegen erhält de Sparre[3]), bis zu Größen vom Betrage ω^3 fortschreitend, eine winzige Abweichung von der Ausgangs-Vertikale nach Norden, etwa $2\cdot 10^{-11}\cdot \sin\varphi^3 \cos\varphi\, t^4$. Eine neue Betrachtungsweise von Fouché[3]) zeigt, daß für jeden von einer Niveaufläche begrenzten Weltkörper ein fallender Stein dieselbe südliche Abweichung erleidet, mag er von einem Turm oder in einen Schacht fallen.

1) Astronom. Nachr. 38, No. 897, 1854.
2) Programm der Sophien-Real-Schule Berlin, 1869.
3) Bulletin de la société math. de France 33, 1905.

(Eingegangen 4. Juli 1906.)

Fluoreszenz und Lambertsches Gesetz.[1])

Bemerkung zur Arbeit des Herrn R. W. Wood.

Von H. Greinacher.

Herr Wood berichtet in der genannten Arbeit über die Erscheinung, daß fluoreszierende Flächen, in der Verkürzung betrachtet, heller erscheinen, als von vorne. Er bemerkt sodann: „Diese Zunahme der spezifischen Inten-

1) Diese Zeitschr. 7, 475, 1906.

sität einer fluoreszierenden Oberfläche, wenn man sie in der Verkürzung, sozusagen von einem Standpunkte im Innern des Mediums aus, betrachtet, diese Zunahme muß schon von vielen Beobachtern wahrgenommen worden sein; indessen bin ich nicht imstande gewesen, irgendeine Erwähnung derselben in der einschlägigen Literatur zu finden."

Ergänzend zu dieser Bemerkung des Herrn Wood möchte ich nun erwähnen, daß über die in Frage stehende Erscheinung bereits früher berichtet worden ist. Ich glaube hier um so eher darauf hinweisen zu sollen, als die Bemerkung des Herrn Wood immerhin den Schein erwecken könnte, als ob die Tatsache noch nicht beachtet worden wäre. H. Becquerel[1]) macht nämlich in einer Arbeit vom Jahre 1904 darauf aufmerksam, daß man das Selbstleuchten von Uransalzen, die in dünner Schicht ausgebreitet sind, von der Seite besser sehe, als von vorne. Er erwähnt die Tatsache mit Rücksicht darauf, daß die betreffenden Salze meist so schwach leuchten, daß die Fluoreszenz nur von der Seite genügend ist, um überhaupt sichtbar zu sein. Die von Herrn Wood beschriebene Erscheinung findet sich hier also nicht nur erwähnt, sondern es wird bereits ihre praktische Verwendung zur Sichtbarmachung schwacher Fluoreszenzhelligkeiten angegeben. Ob übrigens die Erscheinung bereits vor 1904 sich beschrieben findet, ist mir nicht bekannt.

Hier möchte ich nur noch in Kürze auf meine eigene Arbeit „Über die durch Radiotellur hervorgerufene Fluoreszenz von Glas, Glimmer und Quarz"[2]) hinweisen, in welcher ich gleichfalls über die in Frage stehende Erscheinung berichtet habe. Ich tue dies mit Rücksicht darauf, daß meine Arbeit nicht lange vor derjenigen des Herrn Wood und ebenfalls in dieser Zeitschrift erschienen ist. In dieser Hinsicht muß es zunächst auffallend erscheinen, wenn Herr Wood die oben zitierte Bemerkung macht. Es ist jedoch dabei zu bedenken, daß die betreffende Arbeit eine Übersetzung aus dem Englischen darstellt, und daß dem Verfasser bei der Abfassung des englischen Originals meine Arbeit sehr wohl noch nicht bekannt sein konnte. Doch möchte ich mir hiermit immerhin erlauben, meine Versuche in Ergänzung zu der Bemerkung des Herrn Wood zu erwähnen.

Ich habe die Zunahme der Fluoreszenzhelligkeit mit der Verkürzung der Fläche sowohl direkt beobachtet als auch photographisch nachgewiesen. Seite 227 bemerke ich: „Die Fluoreszenz der Glasplatte konnte ich auch nach einer halben Stunde nicht von vorn sehen, dagegen schon wenige Minuten nach Verdunkeln von der Seite." Ferner habe ich folgenden Versuch gemacht: Eine bikonvexe Quarzlinse wurde auf ein Marckwaldsches Poloniumpräparat gelegt, und war die Anordnung derart, daß nur ein Teil der unteren Linsenfläche zur Fluoreszenz erregt wurde. Über der Quarzlinse wurde nun eine photographische Platte angebracht. Es zeigte sich, daß diese nicht bloß direkt gegenüber der leuchtenden Fläche beeinflußt war, sondern, daß sich auch der Rand der Linse abgebildet hatte. Es waren hier offenbar die seitlich von der leuchtenden Fläche ausgehenden Strahlen, die, aus dem Linsenrand austretend, noch kräftige photographische Wirkung ausübten.

Des weiteren habe ich die Erscheinung der Randabbildung auch mit Glasplatten beobachtet; doch habe ich in meiner Arbeit darüber nichts erwähnt. Der Versuch bestand darin, daß zwischen ein Poloniumpräparat und die photographische Platte eine Glasplatte eingeschoben wurde. Die Glasfläche am Polonium fluoreszierte dann, und das Präparat photographierte sich infolgedessen durch das Glas hindurch. Die photographische Platte zeigte sich nun aber auch überall da geschwärzt, wo sie vom Glas nicht bedeckt gewesen war. Der Rand der Glasplatte war dabei scharf abgezeichnet. Die Erscheinung erklärt sich wiederum dadurch, daß die aus dem Glasrand austretenden Strahlen, die seitlich von der fluoreszierenden Fläche ausgegangen waren, genügende Intensität hatten, um die photographische Platte zu beeinflussen. Dabei war allerdings zu berücksichtigen, daß infolge Totalreflexion auch weniger schiefe Strahlen nach dem Rande gelangten und die photographische Einwirkung verstärkten. Durch diese Totalreflexion ist es auch zu erklären, daß aus den Glasflächen keine Strahlen austraten, insofern man von dem Teile absieht, welcher der fluoreszierenden Fläche direkt gegenüberlag. Die photographische Platte wurde infolgedessen auch, soweit sie von der Glasfläche bedeckt war, nicht beeinflußt.

Bringt man umgekehrt etwa an das Ende eines Glasstreifens eine Lichtquelle, so tritt das Licht durch den Rand ein und durchzieht den Glasstreifen infolge vielfacher Totalreflexion unvermindert von einem Ende zum andern. Diese Erscheinung ist bekanntlich dazu benutzt worden, um Glasmaßstäbe von der Seite, gleichsam vom Glasinnern aus, zu beleuchten.

St. Gallen, den 22. Juli 1906.

(Eingegangen 23. Juli 1906.)

1) C. R. **138**, 184, 1904.
2) Diese Zeitschr. 7, 225, 1906.

REFERATE.

Fr. Bidlingmaier, Magnetische Messungen an Bord. 8°. 39 S.

Vorliegende Arbeit bildet einen Abschnitt aus der bekannten, nunmehr in dritter Auflage vorliegenden, von G. v. Neumayer herausgegebenen „Anleitung zu wissenschaftlichen Beobachtungen auf Reisen" (bei Max Jänecke, Hannover 1905). Sie schließt sich an den vom Herausgeber und J. Edler bearbeiteten Abschnitt über die magnetischen Messungen an Land an, und ist lediglich den wissenschaftlichen Beobachtungen an Bord gewidmet. Was bisher an solchen Zusammenstellungen existierte, betraf fast nur die praktischen Zwecke der Navigation oder die Handhabung einzelner Instrumente. Hier wird zum ersten Male gleichmäßig das ganze Gebiet der magnetischen Beobachtungen an Bord bearbeitet und das an Hand einer reichen Erfahrung, wie sie eben der Verfasser als Magnetiker der deutschen Südpolarexpedition erlangen konnte. Die Eigenart der Beobachtung auf einer so schwankenden Unterlage, wie sie ein Schiff bietet, hat sicher noch ein über das Interesse des Forschungsreisenden hinausgehendes Interesse, so daß folgende kurze Angaben gestattet sein mögen.

Das, was bei magnetischen Beobachtungen an Bord in erster Linie stört, ist natürlich der Eigenmagnetismus des Schiffskörpers. Es ist jedoch die Ermittelung seines Einflusses an Hand der Deviationstheorie ein genugsam entwickeltes und bekanntes Verfahren, so daß der Verfasser seine Darstellung lediglich den Bedürfnissen des Forschungsreisenden anzupassen hatte.

Dagegen fand er wenig oder keine Vorarbeit in bezug auf die Elimination der Bewegungen des Systems, das aus dem Meere mit seinem Wellengang, dem Schiff mit seinen Eigenschwingungen und der Magnetnadel besteht, die ihrerseits ihre Eigenschwingungen besitzt.

Um die aus dem Wogengange und den Eigenschwingungen des Schiffskörpers resultierenden Schwankungen in ihrem Einfluß auf das Instrument möglichst zu verringern, bedient man sich eines sogenannten Schlingertisches. Es ist das ein Stativ, dessen drei Beine mit dem Schiffsboden verschraubt sind, und dessen Platte kardanisch aufgehängt ist. Sie trägt an einer Stange nach unten eine verschiebbare schwere Masse, die auf die jeweilige Schwingungsdauer eingestellt werden kann. Es ist jedoch klar, daß eine vollkommene Kompensation der äußeren Schwingungen kaum erreicht werden wird. Da ferner die Magnete der auf dem Schlingertisch stehenden Instrumente nur in den seltensten Fällen gerade im Schwerpunkt unterstützt sein werden, so muß selbst bei vollkommener Kompensation, allein schon durch die Parallelverschiebungen des Schiffes ein Schwanken der Magnete hervorgerufen werden. Die Erfahrung hat nun dem Verfasser gezeigt, daß es trotz dieser Fülle von Bewegungen möglich ist, sich in das resultierende periodische System von Schwingungen so einzuleben, daß man imstande ist, die Einzelablesungen gleichmäßig über die Gesamtperiode zu verteilen und diese so aus dem Resultate zu eliminieren.

Bei einer Art von Schiffsbewegungen ist es verhältnismäßig leicht, sie zu berücksichtigen: den Drehungen um die Vertikale. In der Tat genügt es, daß ein zweiter Beobachter gleichzeitig mit dem Beobachter am Hauptinstrument den gesegelten Kurs am Kompaß abliest; dessen Variationen werden dann einfach berücksichtigt, etwa, wie an Land das Deklinometer die Variationen des magnetischen Azimuts angibt.

Die von dem Verfasser so erprobten und ausgedachten Verfahren lassen natürlich bestimmte Wünsche für die Konstruktion von magnetischen Schiffsinstrumenten entstehen, so daß vorliegende Arbeit auch für die Verfertiger solcher Instrumente von Wert sein dürfte.

Die Arbeit hat dadurch ein aktuelles Interesse, daß das magnetische Departement der Carnegie-Institution in Washington die systematische magnetische Vermessung der Ozeane in Angriff genommen hat und nunmehr aus den praktischen Erfahrungen der deutschen Südpolar-Expedition reichen Nutzen ziehen kann.

Potsdam. A. Nippoldt.

(Eingegangen 30. Juni 1906.)

BESPRECHUNGEN.

A. Wachtel, Anwendung der Graphostatik im Maschinenbau, mit besonderer Berücksichtigung der statisch bestimmten Achsen und Wellen. Elementares Lehrbuch für technische Unterrichtsanstalten, zum Selbststudium und zum Gebrauch in der Praxis. kl. 4°. VII u. 146 S. mit 194 Abbildungen. Hannover, Dr. M. Jännecke. 1906. Brosch. Mk. 4.40, geb. Mk. 5.20.

Das Buch enthält die mannigfachsten Anwendungen der Graphostatik, dargelegt an praktischen Beispielen des Maschinenbaus. Nur

die statisch bestimmten Systeme sind behandelt. Die Grundlehren sind möglichst knapp gehalten. Das Buch erreicht vollauf, schon durch die gute Ausführung der Zeichnungen seinen Zweck.

H. Hort.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

R. Börnstein, Leitfaden der Wetterkunde. Gemeinverständlich bearbeitet. 2. umgearbeitete und vermehrte Auflage. gr. 8°. XI u. 231 S. Mit 61 Abbildungen und 42 Tafeln. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1906. Mk. 6.—.

Dies soeben in 2. Auflage erschienene Werk trägt in seiner ganzen Anlage einen eigenartigen Charakter. Nicht dem eigentlichen Fachstudium will es dienen, sondern den gebildeten Leser über die Wetterkunde unterrichten und ihn gleichzeitig, und das ist charakteristisch für das Buch, auch in die Lage versetzen, eine Prognose zu verstehen und richtig zu deuten, eventuell auch selbständig eine solche aufzustellen. Unter Voraussetzung allgemein physikalischer Kenntnisse, wie man sie von gebildeten Laien wohl erwarten kann, erhält der Leser eine kurze Einführung in die Theorie der atmosphärischen Erscheinungen. Weitergehenden Ansprüchen kommt ein sorgfältig ausgewähltes Literaturverzeichnis entgegen. Einen verhältnismäßig großen Raum nimmt, wie oben angedeutet, die praktische Meteorologie ein, das Prognosenwesen und die Grundlagen desselben, die regelmäßigen Beobachtungen. Als sehr wertvoll ist die Zusammenstellung des Witterungsdienstes in den verschiedenen Ländern zu bezeichnen, der von keinem anderen neueren Werke berücksichtigt ist. Die neuesten Forschungsergebnisse sind vom Verfasser in jeder Beziehung berücksichtigt worden. Es mag hier noch auf die einzig dastehende Ausstattung des Buches hingewiesen werden, eine Fülle von Karten und trefflichen Abbildungen, unter denen namentlich die Reproduktion der hauptsächlichsten Wolkenformen auffallen, unterstützen den Text. Seeleuten, Landwirten und Lehrern des naturwissenschaftlichen Unterrichtes wird das Buch die trefflichsten Dienste leisten.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

J. Nasmyth und J. Carpenter, Der Mond als Planet, Welt und Trabant. Vierte Auflage. Zweite, völlig veränderte, verbesserte und vermehrte deutsche Umarbeitung des englischen Originaltextes von Hermann J. Klein. gr. 8. VIII u. 214 S. Mit zahlreichen Holzschnitten, zwei lithographierten und neunzehn Tafeln in Lichtdruck. Hamburg, L. Voß. 1906. Mk. 8.50.

In England, wo die populär-wissenschaftliche Literatur sich einer weit größeren Verbreitung als bei uns erfreut, ist auch dieses Buch entstanden und hat dort mehrere Auflagen erlebt. Das liegt einmal an dem größeren Interesse, das von dem englischen Leserpublikum Werken dieser Art entgegengebracht wird, andrerseits in der Art und Weise, in der hier ein an und für sich spröder Stoff behandelt wurde. Gerade diejenigen Fragen werden behandelt, die dem großen Publikum am interessantesten zu sein dünken, Bewohnbarkeit des Mondes, Vergleichung irdischer Erscheinungen (Vulkanismus) mit analogen Erscheinungen auf der Mondoberfläche usw. Hierzu treten noch die zahlreichen Abbildungen, die ihre Wirkung nicht verfehlt haben und sie heute auch noch tun dürften. Nach unseren heutigen Kenntnissen indessen waren große Partien des Buches veraltet, stellenweise vertraten die Verfasser recht zweifelhafte Ansichten. Der Herausgeber mußte sich daher zu einer Umarbeitung entschließen, die er vielleicht nicht weit genug ausgedehnt hat; die von ihm geschriebenen Partien sind zweifellos die besten. Der Inhalt des Buches in seiner neuen Gestalt besteht im wesentlichen aus einer Schilderung der Mondoberfläche, die im großen ganzen recht gut gelungen ist. Eine große Rolle spielt hierbei der Vergleich der Krater des Mondes mit unseren irdischen Vulkanen, desgleichen Hypothesen über die Entstehung der Mondkrater, Streifensysteme und Rillen. Das ist ein sehr gefährliches Terrain. Unsere Kenntnisse des irdischen Vulkanismus sind so mangelhaft, daß wir es kaum wagen dürfen, sie auf andere Weltkörper zu übertragen. Indessen pflegen Spekulationen dieser Art erfahrungsgemäß die Wünsche des großen Publikums gerade am meisten zu befriedigen. Die Abbildungen sind hauptsächlich Photographien von Modellen, die an und für sich auch auf den nicht unbefangenen Beschauer eine verblüffende Wirkung ausüben. Leider sind sie zum Teil nicht geeignet, richtige Vorstellungen zu erwecken. Dies gilt besonders vom Titelblatt und der Tafel X (Ringgebirge Triesnecker mit Umgebung). Das auf der letzteren Tafel dargestellte Rillensystem hat der Unterzeichnete auch mit größeren Refraktoren nie so erkennen können, wie es die Abbildung wiedergibt. Hier wäre es wohl angebracht gewesen, die Abbildungen durch Reproduktionen von Teilen der größeren photographischen Mondatlanten zu ersetzen, wie sie beispielsweise die Pariser Sternwarte herausgibt. Auch dürfte es sich empfehlen, die in Tafel III gegebene Photographie des Vollmondes richtig zu orientieren. Alles in allem genommen aber kann das Buch,

dank der Arbeit des Herausgebers, es jetzt wieder wagen, vor einen größeren Leserkreis zu treten. E. Przybyllok.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

E. Kohlschütter, Meßkarte zur Auflösung sphärischer Dreiecke nach Chauvenet neu herausgegeben. Berlin, Dietrich Reimer (Ernst Vohsen). Mk. 1.50.

Die Meßkarte besteht aus zwei stereographisch projizierten Gradnetzen, die sich um ihren gemeinsamen Mittelpunkt drehen lassen. Das eine dieser Gradnetze, schwarz auf weiße Pappe gedruckt, stellt das Äquatorialsystem, das andere, rot auf eine durchsichtige zelluloidartige Scheibe gedruckt, das Azimutalsystem vor. Es lassen sich also mit dieser Meßkarte alle Aufgaben lösen, die auf der Verwandlung der beiden Koordinatensysteme ineinander beruhen. Speziell konstruiert, um auf See den Namen eines unbekannten Gestirns festzustellen, ist sie für alle Aufgaben der oben angedeuteten Art, Ortsbestimmungen und dergleichen brauchbar, wenn rasches Arbeiten und nur genäherte Genauigkeit erfordert wird. Eine Vergleichung von 20 direkt gerechneten Koordinaten mit den entsprechenden aus der Meßkarte abgeleiteten Werten zeigte, daß der mittlere Fehler einer mit der Meßkarte bestimmten Koordinate zu etwa $0^{0},4$ (bezogen auf den größten Kreis) zu setzen ist. Beim Gebrauch dieser sehr handlichen Meßkarte ist nur darauf zu achten, daß die beiden Gradnetze sich möglichst genau konzentrisch drehen, was nicht immer der Fall zu sein scheint. E. Przybyllok.

(Eingegangen 10. Juni 1906.)

H. S. Hallo und H. W. Land, Elektrische und magnetische Messungen und Meßinstrumente. Eine freie Bearbeitung und Ergänzung des holländ. Werkes: Magnetische en elektr. Metingen v. G. J. van Swaay. 8. XII u. 517 S. mit 343 Fig. Berlin, Jul. Springer. 1906. Gebunden M. 15,—

Das vorliegende Werk stellt eine freie Bearbeitung eines holländischen Werkes von van Swaay dar und ist in erster Linie für Studierende der technischen Hochschulen bestimmt. Es ist keineswegs absolute Vollständigkeit angestrebt, sondern mehr Wert darauf gelegt, die typischen Meßverfahren und Instrumente an geeigneten Modellen zu behandeln. Entsprechend der vorzugsweisen Verwendung für die Technik kommt die elektrochemische Meßmethodik reichlich kurz weg, doch ist dies nicht gerade als Vorwurf aufzufassen. Im Gegenteil verdient das Buch mancher Vorzüge wegen und wegen seines reichen Figurenmaterials durchaus lobende Erwähnung. Emil Bose.

(Eingegangen 4. Juli 1906.)

Max Wolf, Stereoskopbilder vom Sternhimmel, 1. Serie. 8. 12 Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. M. 5,—.

Der Leiter der Sternwarte vom Königsstuhl bietet hier eine Reihe seiner außerordentlich interessanten stereoskopischen Aufnahmen vom Sternhimmel dar. Die vorzüglichen Reproduktionen geben ein anschauliches Bild der vielseitigen Verwendbarkeit stereoskopischer Hilfsmittel in der Behandlung astronomischer Probleme. Eine Aufzählung der auf den 12 Tafeln der Serie dargestellten Erscheinungen gibt die beste Übersicht und sagt dem mit dem Gegenstande einigermaßen Vertrauten alles. Ein veränderlicher Stern; ein Planet mit seinen Monden; ein Planetoid; eine Sternschnuppe; drei verschiedene Aufnahmen des Kometen Perrine; eine solche, die die Eigenbewegung der Fixsterne veranschaulicht; der Andromeda- und der Orion-Nebel, sowie schließlich zwei Mondlandschaften bilden den Inhalt der kleinen Mappe. Immer wieder muß man die einzelnen Bilder im Stereoskope betrachten, die den Blick hinausführen in die unbegrenzten Räume des gestirnten Himmels. Emil Bose.

(Eingegangen 4. Juli 1906.)

Neuere Literatur über Radioaktivität.

Die stürmische Entwicklung und Ausbreitung, welche die Literatur der Radioaktivität genommen hatte, ist allmählich in gemäßigte Bahnen gelangt. Von den bisher hier noch nicht besprochenen Werken ist an erster Stelle zu erwähnen:

E. Rutherford, Radioactivity. 2. Auflage. Cambridge, University Press (London: J. C. Clay and Sons) 1905.

Das schon seit einiger Zeit erschienene Werk ist inzwischen in die Hände der meisten dem Gegenstande auch nur einigermaßen nahestehenden Physiker gelangt. Man ist nur einer Meinung über diese neue Auflage des Rutherford, und es bedarf daher an dieser Stelle keines besonderen Lobes mehr.

Paul Gruner, Die radioaktiven Substanzen und die Theorie des Atomzerfalles. gr. 8. IV u. 103 S. mit 1 Tafel und 3 Figuren. Bern, A. Francke. 1906. M. 1,60.

Hier handelt es sich um eine mit Geschick abgefaßte kurze Darstellung des auf dem Gebiete der Radioaktivität bisher Erforschten unter Berücksichtigung auch der allerneuesten

Literatur. Zur Orientierung auf dem Gebiete ist das Werkchen aufrichtig zu empfehlen.

K. von Papius, Das Radium und die radioaktiven Stoffe. Gemeinverständliche Darstellung nach dem gegenwärtigen Stande der Forschung mit Einflechtung von experimentellen Versuchen und unter besonderer Berücksichtigung der photographischen Beziehungen. 8. VIII u. 90 S. mit 36 Abbildungen. Berlin, G. Schmidt. 1905. M. 2,—.

Von diesem Werkchen, das einen ähnlichen Umfang hat wie das vorher genannte, läßt sich ungefähr dasselbe sagen, nämlich, daß es eine mit Geschick ausgewählte gemeinverständliche Übersicht über die Erscheinungen der Radioaktivität bietet.

Augusto Righi, Die moderne Theorie der physikalischen Erscheinungen (Radioaktivität, Ionen und Elektronen). Aus dem Italienischen übersetzt von B. Dessau. 8. V u. 152 S. mit 17 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1905. Kart. M. 2,80.

Das Werkchen von Righi ist an dieser Stelle schon früher nach der italienischen Ausgabe besprochen worden, und es bedarf daher jetzt nur des Hinweises darauf, daß der sehr lesenswerte Überblick über die Elektronik nunmehr auch in deutscher Sprache vorliegt.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. Herausgegeben von J. Stark. Leipzig, S. Hirzel. Jährlich 1 Band in 4 Heften. à Band M. 15,—.

Vom Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik liegt inzwischen der zweite Jahrgang vollständig vor und der dritte ist im Erscheinen begriffen. Band II enthält wieder eine große Reihe wertvoller Originalarbeiten und vorzüglich ausgearbeiteter Berichte über einzelne aktuelle Fragen der Elektronik, sowie reiche Literaturzusammenstellungen.

Emil Bose.

(Eingegangen 4. Juli 1906.)

H. Poincaré, Wissenschaft und Hypothese. Autorisierte deutsche Ausgabe mit erläuternden Anmerkungen von F. u. L. Lindemann. 2. verb. Auflage. 8. XVI u. 346 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 4,80.

H. Poincaré, Der Wert der Wissenschaft. Mit Genehmigung des Verfassers ins Deutsche übertragen von E. Weber. Mit Anmerkungen und Zusätzen von H. Weber. 8. V u. 252 S. und einem Bildnis des Verfassers. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 3,60.

Die erste Auflage von Henri Poincarés Wissenschaft und Hypothese ist früher an dieser Stelle eingehend gewürdigt worden. Inzwischen ist dieselbe in weiten Kreisen eifrig gelesen und diskutiert worden, und das Bedürfnis nach einer zweiten Auflage machte sich bemerkbar. Diese ist gegen die erste nur in unwesentlichen Punkten geändert und verbessert worden, entsprechend der siebenten Auflage des französischen Originals.

Gleichzeitig mit der zweiten Auflage von Wissenschaft und Hypothese erscheint die deutsche Ausgabe eines neuen Werkes von Poincaré: „Der Wert der Wissenschaft". Auch hier bietet sich dem wissenschaftlich vorgebildeten Leser eine anregende und gedankenreiche Lektüre, welche durch die Anmerkungen und Zusätze von H. Weber eine willkommene Ergänzung findet. Die Übertragung des französischen Originals ins Deutsche ist als überaus wohlgelungen zu bezeichnen. Das mit einem Bildnis des Autors geschmückte Buch darf gewiß auf einen reichen Leserkreis rechnen.

E. Bose.

(Eingegangen 4. Juli 1906.)

Geoffrey Martin, Researches on the Affinities of the Elements and on the causes of the chemical similarity or disimilarity of elements and compounds (Untersuchungen über die Affinität der Elemente, sowie über die Ursachen der chemischen Ähnlichkeit oder Verschiedenheit bei Elementen und Verbindungen). London, J. u. A. Churchill. 1905. 12 sh.

Das vorliegende Werk bildet einen außerordentlich interessanten Versuch, die Affinitätsverhältnisse der sämtlichen chemischen Elemente zueinander in Beziehung zu setzen und übersichtlich zu veranschaulichen. Wenngleich im einzelnen sich mancherlei gegen die rechnerischen Betrachtungen des Verfassers einwenden läßt, so muß man doch anerkennen, daß es dem Verfasser gelungen ist, wenigstens in erster roher Annäherung sein Ziel zu erreichen, und viel mehr ist nach dem heutigen Stande unserer Kenntnisse auch zurzeit nicht möglich. Für jedes Element wird eine Fläche konstruiert, welche sich über dem in einer Ebene ausgebreiteten periodischen System erhebt, und deren Höhenlage an den verschiedenen Stellen die Affinität des betrachteten Elements zu allen anderen darstellt. Der Verlauf dieser Flächen ist sehr charakteristisch und gibt in der Tat eine anschauliche Vorstellung von den chemischen Eigenschaften der einzelnen Elemente. Daß ein derart eigenartiges Unternehmen als erster Versuch gelten muß und durchaus nichts Abschließendes darstellen kann, liegt in der Natur der Sache, aber gewiß wird dasselbe,

wenn auch bisweilen nur durch die Herausforderung zum Widerspruch, äußerst fördernd auf das Studium der zurzeit besonders aktuellen chemischen Affinitätsverhältnisse der Elemente einwirken. E. Bose.

(Eingegangen 4. Juli 1906.)

E. Mach, Erkenntnis und Irrtum. Skizzen zur Psychologie der Forschung. gr. 8. XI u. 461 S. mit Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1905. M. 10,—.

In freier Bearbeitung enthält das vorliegende Buch eine Auswahl der vom Verfasser 1895 bis 1896 gehaltenen Vorlesungen über Psychologie und Logik. Es will die psychologischen Vorgänge, durch welche der Naturforscher seine Kenntnisse erwirbt, seine Begriffe bildet, analysieren und den Wurzeln naturwissenschaftlicher Forschung nachspüren. Zu einer solchen Aufgabe kann allerdings auch nur die Hand eines Forschers, wie Mach es ist, eine so glückliche Lösung finden. Der Verfasser ist kein Philosoph von der Zunft, aber wenige können sich rühmen, die verschlungenen Pfade des wissenschaftlichen Denkens bis in alle Nebenwege hinein so gründlich verfolgt und kennen gelernt zu haben, wie er. Nicht von dem engen Guckloche eines philosophischen „Systems" aus registriert er einseitig die Geschehnisse im Denkapparat des naiv beobachtenden Menschen sowie des methodisch geschulten Naturkundigen. Den erziehlichen Weg der Veranschaulichung wählt Mach zur Darlegung und Entwickelung seiner psychologisch-erkenntnistheoretischen Ideen. Philosophische Erkenntnis ist eben wie jedes andere Wissen auf Beobachtung und Anschauung zu basieren.

Wenn man auch keinem der einzelnen Abschnitte des inhaltsreichen Werkes einen besonderen Vorzug einzuräumen hat, so sind doch für die Denkweise, die sich darin dokumentiert, die Kapitel am bezeichnendsten, in welchen der Verfasser den Prozeß der Begriffsbildung schildert und meines Erachtens vollkommen einwandfrei darstellt. Der Kern seiner Untersuchungsresultate nach dieser Richtung ist der, daß „reine Anschauung a priori" überhaupt nicht als Erkenntnisquelle gelten könne. Auch von den mathematischen Begriffen, die Kant und seinen Anhängern bis in die Gegenwart hinein als Hauptstütze für die Annahme der Begriffe „a priori" gedient haben, zeigt Mach, daß sie nur als Schematisierungen und Idealisierungen unserer durch Erfahrung gewonnenen Vorstellungen zu betrachten sind. Ähnliches gilt von der geometrischen Raumanschauung, die in der physiologischen Konstitution des Menschen wurzelt. — Den Aprioristikern wird alles dieses freilich nicht behagen, die nicht gelten lassen wollen, daß, wie Mach sagt, die Anschauung organisch älter oder stärker fundiert ist als das begriffliche Denken. Das Machsche Buch müßte ein Hausschatz in der Hand jedes Gebildeten werden. Behrendsen.

(Eingegangen 11. Juni 1906.)

A. Meinong, Über die Erfahrungsgrundlagen unseres Wissens. Heft 6 der Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, herausgeg. von F. Poske, A. Höfler u. E. Grimsehl. Lex. 8. V u. 113 S. Berlin, J. Springer. 1906. M. 3,—

Die vorliegende Arbeit, die nicht zu den populär philosophischen Schriften gerechnet zu werden wünscht, sucht die empirischen Erkenntnisgrundlagen dem naturwissenschaftlichen Fachmanne kritisch zu beleuchten. Von einer Untersuchung über empirisches und apriorisches Wissen ausgehend, wobei das letztere als ein „nichtempirisches" aufgefaßt wird, unternimmt der Verfasser zunächst eine Analyse der Begriffe: Wahrnehmungsurteil, Wahrnehmungsobjektiv, Wahrnehmungsobjekt und Wahrnehmungsevidenz. Dann geht er auf die speziellere Behandlung seines Themas ein, nämlich auf die Untersuchung, ob die als „Wahrnehmung" (z. B. bei naturwissenschaftlichen Beobachtungen) aufgefaßte Erkenntnisstufe in Wirklichkeit den Bedingungen genügt, die an den Charakter einer „Wahrnehmung" zu stellen seien. Die Wahrnehmungen werden als „innere" und „äußere" unterschieden. Nicht allen Urteilen über inneres Geschehen läßt sich Evidenz beimessen; noch viel weniger ist dies bei äußeren „Aspekten" der Fall. Die Evidenz unserer Wahrnehmungen ist überhaupt stets nur eine Vermutungsevidenz, doch kann bei innerer Wahrnehmung unter Umständen die Gewißheitsgrenze erreicht werden, bei äußerer nicht.

Die Untersuchung vollzieht sich ziemlich abstrakt auf der Basis schulphilosophischer Terminologie; doch ist die Darstellung als solche in rühmenswerter Weise klar und durchsichtig. Ob indessen, wie der Verfasser meint, durch seine Darlegungen dem naturwissenschaftlichen Fachmanne ein wesentlicher Nutzen für die von ihm zu absolvierenden Denkprozeße erwächst, scheint mir nicht ganz sicher zu sein. Dazu lehnt sich die Untersuchung doch zu wenig an die speziellen Aufgaben der Naturwissenschaften an und bewegt sich nicht in den gängigen Ideenkreisen derselben. Indes werden Naturwissenschaftler, deren Interesse nach der philosophischen Seite sich be-

wegt, sicherlich in dem Meinongschen Buche ihre Rechnung finden. Behrendsen.

(Eingegangen 11. Juni 1906.)

Hans Driesch, Naturbegriffe und Natururteile. Analytische Untersuchungen zur reinen und empirischen Naturwissenschaft. gr. 8. VIII u. 239 S. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1904. M. 4,—.

Der Verfasser ist in einer Reihe biologischer Arbeiten seit geraumer Zeit als Verfechter des Vitalismus bekannt geworden. Auch das vorliegende Werk ist in den Dienst dieser Theorie gestellt und sucht einerseits eine Reihe von Beweisen für die Autonomie der Lebensvorgänge beizubringen, andererseits diese Anschauungen mit der modernen Energetik in Einklang zu bringen. Da aber die Energielehre, wie sie zurzeit eben wissenschaftlich sich entwickelt hat, dem Standpunkt des Verfassers hinsichtlich seiner „Entelechien" zuwider läuft, so unterwirft derselbe die gesamte Energetik einer kritischen Revision. Dazu wird aber das Rüstzeug der Philosophie ins Feld geführt und zwar einer Philosophie, die ihre Wurzeln besonders in der Lehre Schellings und Hegels hat.

Da ist es freilich nicht wunderbar, warum der Verlauf der Untersuchungen vielfach eigenartige Wendungen nimmt.

Den beiden Hauptsätzen der Energielehre schreibt der Verfasser einen „aprioristischen Grundcharakter" zu und warnt, denselben über dem empirischen Beiwert zu übersehen. Dem zweiten Hauptsatze, dessen aprioristischer Bestandteil sich in dem Satze „ohne Differenz kein Geschehen" aussprechen läßt, gliedert der Verfasser einen dritten Hauptsatz als empirisches Korrelat zu seinem dritten „aprioristischen Geschehenssatze" an, welcher die Tendenz der natürlichen Phänomene, in einer bestimmten Richtung zu verlaufen, ausdrücken soll.

Sehr eingehend beschäftigt sich der Verfasser mit den Energiefaktoren, wobei er zu etwas seltsamen Anschauungen kommt. Das Potential ist ihm nur ein „zurecht gemachtes Symbol"; das elektrische Potential und die Temperatur haben nur die Wertigkeit von absoluten Maßzahlen. — Wärmemenge ist nur „ein Gedankending" zum Zweck des Messens zurecht gemacht. — Besonders schlecht kommt die potentielle Energie fort, was mit den Anschauungen des Verfassers über die chemische Energie zusammenhängt. Einem Stoffe (also auch einer Verbindung) chemische Energie zuzuschreiben, sei ohne Sinn und Bedeutung; daher wird auch die Helmholtzsche „freie Energie" vom Verfasser wenig freundlich behandelt, wie er auch ein chemisches Potential überhaupt für einen Nonsens erklärt.

Von der Verquickung der philosophisch geläuterten Energetik mit der vitalen Dogmatik des Verfassers zu berichten, würde zu weit führen. Der unbefangene Leser des Buches sieht staunend, was sich noch heutzutage alles mit philosophischen Waffen anfangen läßt.

Behrendsen.

(Eingegangen 11. Juni 1906.)

Leibnizens nachgelassene Schriften physikalischen, mechanischen und technischen Inhalts. Herausgegeben und mit erläuternden Anmerkungen versehen von Ernst Gerland. gr. 8. VI u. 256 S. mit 200 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. M. 10,—.

Durch Veröffentlichung der bisher nahezu unbekannten Arbeiten des großen Mathematikers und Philosophen auf physikalisch-technischem Gebiete hat sich der Herausgeber ein großes Verdienst erworben. Erfährt doch die Geschichte der Physik des 17. Jahrhunderts dadurch eine sehr wesentliche Bereicherung. Nicht minder aber wird die Bedeutsamkeit des Mannes für uns alle dadurch noch erheblich gesteigert. Leibniz hat, mit Ausnahme eines Teiles seiner Optik (die in den Actis Eruditorum erschien), nie selbst von diesen seinen interessanten Arbeiten etwas drucken lassen. — Besonders bemerkenswert sind unter diesen die Aufsätze über Akustik, die für seine Zeit absolut Neues bringen, so vor allem die Anschauungen über Fortpflanzung des Schalles, über akustische und mechanische Resonanz, über Schwingung von Luftsäulen, Arbeiten in denen der Verfasser zum Teil ausgiebig sich der von ihm erfundenen Differential- und Integralrechnung bedient. In der Optik steht er, ohne von Newton beeinflußt zu werden, auf der Grundanschauung von der korpuskularen Natur des Lichtes.

Höchst eigenartig sind die technischen Schriften, in denen er dem Zuge seiner Zeit folgend fast durchweg (nur eine „machina coelestis" bildet die Ausnahme) sich mit nützlichen, der Allgemeinheit dienenden Problemen beschäftigt. Die Anmerkungen des Herausgebers sind vortrefflich und verhelfen sehr nachdrücklich zum Verständnis des eigentlichen Textes, der bis auf einzelne Abschnitte, die deutsch oder französisch gegeben werden, in lateinischer Sprache abgefaßt ist. Behrendsen.

(Eingegangen 12. Juni 1906.)

H. Boruttau, Die Elektrizität in der Medizin und Biologie. Eine zusammenfassende Darstellung für Mediziner, Naturforscher und Techniker. gr. 8. XI u. 194 S. mit 127 Abbildungen. Wiesbaden, J. F. Bergmann. 1906. M. 6,—

Boruttau hat in dieser Arbeit eine zusammenfassende Darstellung unseres heutigen elektrobiologischen und elektromedizinischen Wissens zu geben versucht. Er hat das Wesentlichste aus den verschiedenen speziellen Gebieten gesammelt und zu einem organischen Ganzen verarbeitet. Die Darstellung ist vom Verfasser derart gestaltet worden, daß das Buch sowohl von Ärzten als von Naturforschern und Technikern benutzt werden kann, und darin liegt sowohl seine Stärke als seine Schwäche.

Das Werk wird sicherlich bei seinem vorzüglich durchgeführten naturwissenschaftlichen Gedankengang dazu beitragen, daß die mächtigen therapeutischen Hilfsmittel, welche jetzt in den verschiedenen elektrischen Behandlungsweisen den Ärzten zur Verfügung stehen, zu größerer wissenschaftlicher Anerkennung gelangen, als jetzt, wo vielfach die Tendenz besteht, jede elektrische Behandlung nur als eine suggestive Therapie anzusehen. P. Heiberg.

(Eingegangen 12. Juni 1906.)

H. Weber u. J. Wellstein, Encyklopädie der der Elementar-Mathematik. Ein Handbuch für Lehrer u. Studierende. In drei Bänden. II. Band: H. Weber, J. Wellstein u. W. Jacobsthal, Elemente der Geometrie. gr. 8. XII u. 604 S. mit 280 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. Gebunden M. 12.—

Dieser Band, dem ein anderer über die Anwendungen der Geometrie folgen soll, behandelt Fragen aus der reinen Geometrie, der Trigonometrie, und der analytischen Geometrie.

Im ersten von J. Wellstein verfaßten Teile sind die kritischen und erkenntnistheoretischen Fragen im Vordergrunde gestellt. Einerseits wird auf die Schwierigkeiten aufmerksam gemacht, die entstehen, wenn man die „natürliche" Geometrie (d. h. die von unseren Sinnesempfindungen gegebene) mit der „axiomatischen" Geometrie vergleicht, andererseits betont, daß die Axiome nur ein System von Relationen zwischen den Dingen festlegen, von denen sie handeln, daß also durch eine Axiomatik diese Dinge selbst unmöglich definiert werden können.

Von W. Jacobsthal rührt der Abschnitt über sphärische Trigonometrie her, in welchem auch die Studyschen Untersuchungen und Resultate über sphärische Dreiecke zur Geltung kommen, wobei elementare Sätze aus der Gruppentheorie im Mittelpunkte der Betrachtungen gezogen werden.

In den übrigen Teilen, wo die projektive Geometrie, die Planimetrie, die ebene Trigonometrie, die analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, und die Theorie der regulären Körper zur Sprache kommen, weicht das Werk von der üblichen Behandlung dieser Gegenstände nicht sehr ab.

C. Carathéodory.

(Eingegangen 2. Juli 1906.)

H. Schubert, Auslese aus meiner Unterrichts- und Vorlesungspraxis. I. u. II. Band. kl. 8. 239 S. mit 17 Figuren u. 218 S. Leipzig, G. J. Göschen. 1905. Gebunden je M. 4.—

Wie der Titel zeigt, hat der Verfasser verschiedene Fragen, die den Unterricht in höheren Schulen beleben können, mit elementaren Hilfsmitteln erörtert. So werden z. B. unter anderem die Berechnung der Logarithmen, die Siebzehnteilung des Kreises, die Schwingungszeit des Pendels, die Geometrie der Kreise und Kugeln von diesem Standpunkte aus behandelt. C. Carathéodory.

(Eingegangen 2. Juli 1906.)

Berichtigung.

In der Arbeit von M. Levin „Über den Ursprung der β-Strahlen des Thoriums und Aktiniums" diese Zeitschr. **7**, 513, 1906 sind die Figuren 2 und 3 vertauscht.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es **habilitierte** sich an der Universität Berlin Dr. Felix Ehrlich, Abteilungsvorsteher an der Anstalt für Zucker-Industrie der Berliner Landwirtschaftlichen Hochschule, für Chemie.

Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Rostock Dr. Franz Kunckell wurde der Titel eines a. o. Professors verliehen.

Ernannt wurde Professor Dr. J. Stein S. J. in Katwijk zum Observator an der vatikanischen Sternwarte in Rom und der a. o. Professor Dr. F. Haber in Karlsruhe zum o. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie.

Gestorben ist der a. o. Professor für Chemie an der Universität Berlin, Geh. Regierungsrat Dr. Johannes Jahn.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 19 am 20. September 1906.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die in der Atmosphäre enthaltenen Zerfallsprodukte des Radiums.

Von Heinrich Mache und Travis Rimmer.

Im Sinne der jetzigen Anschauungen über die Ursachen der Leitfähigkeit der Atmosphäre erscheint es geboten, die in der Luft vorhandenen Zerfallsprodukte des Radiums quantitativ zu bestimmen. Man wird durch den Vergleich ihrer ionisierenden Wirkung mit dem in der Atmosphäre tatsächlich vorhandenen Ionisierungsgrad entscheiden können, inwieweit die durch Diffussionsprozesse und Luftdruckschwankungen aus den oberen Teilen der Erdrinde in die Atmosphäre gelangende Radiumemanation und deren Zerfallsprodukte als die maßgebenden Ionisatoren der Freiluft angesehen werden dürfen.

Es handelt sich also in erster Linie darum, den Gehalt der Atmosphäre an Emanation und an radioaktiver Induktion direkt und quantitativ zu bestimmen. Die im folgenden im Auszug mitgeteilten Versuche wurden mit der Absicht unternommen, einen Weg zur einwandfreien und bequemen Messung dieser beiden Größen aufzufinden.

Was die Bestimmung des Emanationsgehaltes anbelangt, so haben wir sie vorderhand nur an der emanationsreicheren Kellerluft vorgenommen. Doch wird das Verfahren, bei entsprechend größerer Dimensionierung der Apparate sich auch für Freiluft verwenden lassen. Die Methode war die folgende:

Ein aus starkem Zinkblech gearbeitetes, etwa 70 Liter fassendes zylindrisches Gefäß, trägt oben in einer passend mit Fenstern versehenen Kammer ein Elektroskop mit Lupenablesung, auf dessen Blättchenträger als Elektrode ein entsprechend gebogener Draht eingesetzt ist, der bis nahe an den Boden des Gefaßes hinabreicht. Eine von außen betriebene Vorrichtung ermöglicht das Laden des Elektroskopes. Ist das Gefaß mit Kellerluft gefullt und abgedichtet, so wird zunächst der Sättigungsstrom gemessen und dann das abgegrenzte Luftquantum vermittels eines Kautschukgebläses größter Nummer in heftigem Blasenstrome immer von neuem durch eine 10 Liter Petroleum enthaltende Flasche getrieben. Dieses Petroleum ist vorher durch Durchpumpen in freier Luft mit dem Emanationsgehalt der letzteren ins Gleichgewicht gebracht worden.[1]) Wird nach etwa 20 Minuten langem Betriebe des Kautschukgebläses und nach dem Abfall der induzierten Aktivitäten zu dem dem verminderten Emanationsgehalte entsprechendem Werte wieder der Sättigungsstrom gemessen, so kann man vermittels dieser beiden Messungen den Emanationsgehalt der Kellerluft mit dem der Freiluft vergleichen. Ist V das Volumen der im Gefäße abgegrenzten Luft, v das Volumen des Petroleums, α der Absorptionskoeffizient des Petroleums für Radiumemanation bei der betreffenden Temperatur[2]), ε der Emanationsgehalt der Freiluft und $\mathfrak{E}$ der Emanationsgehalt der Luft im Gefäße nach dem Pumpen, so ist der Emanationsgehalt der Kellerluft

$$E = \varepsilon + \frac{(\alpha v + V)(E - \mathfrak{E})}{\alpha v}.$$

Es ist nämlich vor dem Durchpumpen im Meßraum die Emanationsmenge VE vorhanden, im Petroleum die Menge $\alpha v \varepsilon$; nach dem Pumpen beziehungsweise $V\mathfrak{E}$ und $\alpha v \mathfrak{E}$. Da der gesamte im Kreis vorhandene Emanationsgehalt konstant bleibt, so gilt die Gleichung

1) Würde es sich darum handeln, nach diesem Verfahren den Emanationsgehalt der Atmosphäre selbst zu bestimmen, so müßte natürlich das Petroleum durch Auskochen völlig emanationsfrei gemacht werden. Man wird da aus verschiedenen Gründen Toluol vorziehen. Es sei erwähnt, daß Versuche, bei denen das Petroleum durch Holzkohlenpulver ersetzt wurde, keine quantitativ brauchbaren Resultate ergaben.

2) Unter diesem Absorptionskoeffizienten versteht man nach Himstedt und v. Traubenberg die Zahl, welche angibt, wie oft der Emanationsgehalt der Luft in gleichem Volumen Flüssigkeit für den Fall des Gleichgewichtes enthalten ist. Für Petroleum hat dieser Koeffizient für die Temperaturen 3, 20, 40° beziehungsweise die Werte 12,87, 9,55, 8,13. Vgl. R. Hofmann, diese Zeitschr. **6**, 337, 1905.

$$VE + av\varepsilon = V\mathfrak{E} + av\mathfrak{E},$$

aus der sich die obige Beziehung herleiten läßt. E und $\mathfrak{E}$ sind den beiden vor und nach dem Durchpumpen erhaltenen Werten des Sättigungsstromes proportional. ε konnte in unserem Falle gegen E vernachlässigt werden.

Auf diese Weise ergaben sich in einer in einem innerhalb Wiens gelegenen Keller ausgeführten, etwa 14 tägigen Beobachtungsreihe die folgenden in der dritten Kolumne der untenstehenden Tabelle angeführten Werte für den Emanationsgehalt eines Kubikmeters Kellerluft, ausgedrückt in elektrostatischen Einheiten. Die erste und zweite Kolumne enthält direkt die Werte des vor und nach dem Pumpen am Elektroskope beobachteten Potentialabfalles ausgedrückt in Volt Minuten, die vorletzte den Barometerstand und die letzte die an einem Ebertschen Aspirator gemessene Ionenladung eines Zeichens pro Kubikmeter.

auch der Umstand hin, daß, wie aus dem Folgenden erhellt, die für die Ionenzahl erhaltenen Werte durchaus nicht mit der Stärke der wirksamen Ionisatoren im Einklang stehen. Die Wiedervereinigungskonstante α wurde in der Kellerluft nach dem von A. Schuster angegebenen Verfahren[1]) gemessen und betrug etwa $4,6 \cdot 10^{-6}$. Im Freien hatte diese Größe gleichzeitig Werte, die nur wenig um $2,1 \cdot 10^{-6}$ schwankten. Es sei erwähnt, daß es uns gelang, das Schustersche Verfahren dadurch nicht unwesentlich zu verbessern, daß wir als Ionisator nicht in Glas eingeschmolzenes Radium, sondern Polonium (Radium F) verwendeten, das auf elektrolytischem Wege aus einer Radiobleilösung auf einem Platindraht niedergeschlagen worden war. Der Draht wurde spiralförmig aufgerollt und senkrecht zur Achse in einem kurzen Röhrenstück montiert, das wieder an einem längeren Stab so befestigt war, daß die

Tabelle.

Datum	Stunde	Volt/Minut. vor dem Pumpen	Volt/Minut. nach dem Pumpen	Emanationsgehalt pro cbm in E.S.E.	Barometerstand	Ionenladung pro cbm in E.S.E.
April 10.	3 p.	2,50	1,49	$2,34 \times 10^{-2}$	752,4	0,41
„ 11.	11 p.	2,93	1,54	3,22 „	52,5	—
„ 12.	$5^1/_2$ p.	3,94	1,72	5,15 „	49,5	—
„ 14.	mittags	4,20	1,82	5,51 „	47,3	0,53
„ 16.	1 p.	3,31	1,70	3,74 „	49,3	0,57
„ 17.	$12^1/_4$ p.	3,36	1,29	4,82 „	42,5	0,44
„ 18.	5 p.	2,96	1,29	3,90 „	33,0	0,55
„ 19.	3 p.	5,14	1,94	7,45 „	30,2	0,46
„ 20.	mittags	2,01	1,27	1,71 „	40,9	0,55
„ 21.	7 p.	2,03	1,20	1,92 „	47,0	0,43
„ 22.	4 p.	2,87	0,87	4,64 „	39,0	0,59
„ 23.	10 p.	2,83	0,84	4,62 „	42,0	0,53
„ 26.	$1^1/_2$ p.	1,91	0,42	3,47 „	43,4	0,34

Wie man sieht, ist der Emanationsgehalt das Spiegelbild des Barometerganges, wie dies ja auch schon indirekt für Höhlenluft aus den Zerstreuungsbeobachtungen von B. Zölß[1]) gefolgert wurde. Bemerkenswert ist, daß dieser Gang an den Messungsergebnissen des Ebertschen Aspirators nicht zum Ausdruck kommt. Es ist dies wohl dahin zu deuten, daß die Ionenzahlen gemäß der bekannten Gleichung $q - \alpha n^2 = 0$ der Quadratwurzel aus dem jeweilig vorhandenen Emanationsgehalt proportional sind und infolgedessen die Amplitude der Schwankung des Ionengehaltes gegenüber der des Emanationsgehaltes im voraus stark vermindert ist. Ferner werden auch die in Kellerluft erfahrungsgemäß[2]) besonders reichlich vertretenen Ionen geringer Beweglichkeit, die im Aspirator nicht abgefangen werden, durch ihren Ausfall die gesuchte Gesetzmäßigkeit verdecken.

Auf die Existenz derartiger Ionen deutet

1) Wien. Ber. **114**, 189 u. 1377, 1905.
2) Vgl. H. Knoll, Wien. Ber. **115**, 161, 1906.

Spirale in dem von Schuster angegebenen Zusatzrohr des Ebertschen Apparates bequem an zwei bestimmte Stellen gebracht werden konnte. Die derartige Verwendung von Polonium hat gegenüber der von Radium den Vorteil, daß die Ionisierung gleichmäßiger erfolgt und daß die Störungen durch Sekundärstrahlen vermieden werden.

Sieht man nun selbst von der ionisierenden Wirkung der weiteren Zerfallsprodukte der Radiumemanation ab, desgleichen von der direkten von den Wänden und dem Boden des Kellers ausgehenden Becquerelstrahlung und der Strahlung eventuell vorhandener Radiothorprodukte, d. h. schreibt man die Ionisierung der Kellerluft nur der Anwesenheit von Radiumemanation zu, so müßte sie noch immer um vieles größer sein, als die beobachtete. Bei einem mittleren Emanationsgehalt von $4,04 \times 10^{-2}$ E.S.E. betrug die auf den Ionen eines Zeichens im Kubikmeter beobachtete Ladung im Mittel 0,49 E.S.E. Berechnet man hin-

1) Manchester Memoirs **48**, No. 12, 1904.

gegen diese Ionenladung aus dem Emanationsgehalt bei Einsetzung des in Kellerluft für die Wiedervereinigungskonstante α gefundenen Wertes, so erhält man hierfür 1,74 E.S.E. Allerdings wird auch die Ionenadsorption die Zahl der tatsächlich vorhandenen Ionen beträchtlich vermindern können.

Der Gehalt der Atmosphäre an radioaktiven Induktionen wurde nach einer direkten quantitativen und nach einer indirekten Methode gemessen. Das Instrumentarium zur direkten Messung bestand aus einem Ebertschen Aspirator größter Dimensionierung. Die Länge der Röhre betrug einen Meter, ihre Weite 16 cm. Durch diese Röhre wird mittels eines elektrisch betriebenen Ventilators die Luft mit einer Geschwindigkeit bis zu 2 m pro Sekunde getrieben, deren Konstanz an einem kleinen Anemometer geprüft und durch Regulierwiderstände erzielt werden kann. Auf dem Blättchenträger des Elektroskopes, das, um die Dauer der Messung zu verkürzen mit Mikroskopablesung eingerichtet ist, sitzt ein Stift, der — wie am Ebertschen Apparat — einen in der Achse der Röhre montierten Stab von etwa 3 dm Länge trägt. Wird das Elektroskop und damit der Stab auf zirka — 200 Volt geladen, so werden die in der aspirierten Luft enthaltenen positiv geladenen Induktionen durch das Feld auf dem Stab abgelagert, da ja nach den Messungen von H. Gerdien die Geschwindigkeit der Induktionsträger in der Atmosphäre für ein Feld von 1 Volt pro Zentimeter von 1 bis 10 cm/sec beträgt.[1])

Der Vorgang bei der Messung ist nun der folgende: Zunächst wird die Röhre an ihren beiden Enden durch Kappen geschlossen und in dem so von der Außenluft abgesperrten Raum der Sättigungsstrom gemessen. Dann wird durch etwa $^1/_2$ Stunde aspiriert und hierauf nach abermaligem Aufsetzen der Kappen wieder der Sättigungsstrom bestimmt. Aus der Differenz beider Werte läßt sich bei bekannter Kapazität und Fördermenge der Anordnung die ionisierende Wirkung der etwa im Kubikmeter Luft enthaltenen Induktionen ersichtlich bestimmen und so ein Maß für den Induktionsgehalt der Atmosphäre gewinnen. Herr stud. phil. F. Kohlrausch hat bereits eine größere Reihe derartiger Messungen auf einer Landstation ausgeführt und wird demnächst deren Ergebnisse an anderer Stelle ausführlich mitteilen. Hier sei nur erwähnt, daß sich aus diesen Messungen die ionisierende Wirkung der im Kubikmeter Luft enthaltenen Induktionen zu etwa 10^{-5} E.S.E. ergeben hat, d. h. so groß ist der Sättigungsstrom, den die im Kubikmeter Freiluft vorhandenen Induktionen zu unterhalten vermögen. Diese Zahl ist beträchtlich kleiner als man nach den bisherigen Messungen des Emanationsgehaltes der freien Atmosphäre[1]) erwarten sollte. Es mag dies entweder darin begründet sein, daß die Induktionen bei mit der Höhe abnehmendem Feld vorzüglich aus den unteren Partien der Atmosphäre beständig gegen den Boden getrieben werden, oder darin, daß sie sich ähnlich wie die Ionen zum großen Teil mit Staub und Wasserkernen beschweren und nun, ohne abgefangen zu werden, den Aspirator durchfliegen.

Werden in dem eben auseinandergesetzten Verfahren hauptsächlich die α-Strahlen, deren ionisierende Wirkung ja die ausschlaggebende ist, zur quantitativen Messung der Induktion verwendet, so sollen im folgenden noch einige Messungen angeführt werden, bei denen es sich offenbar hauptsächlich um die γ-Strahlung der in der Luft suspendierten Induktionen (Radium C) handelt.

Es haben Mc Lennan und Burton, später Wood und Campbell anläßlich der Untersuchung der spezifischen Eigenstrahlung der Metalle darauf hingewiesen, daß die Ionisierung in abgeschlossenen Räumen nicht allein durch radioaktive Eigenschaften der Gefäßwände bedingt sein kann, sondern zum Teil einem aktiven Agens zugeschrieben werden muß, das sich außerhalb des Gefäßes vorfindet. Es wurde weiter gezeigt, daß diese äußere Strahlung dasselbe außerordentliche Durchdringungsvermögen besitzt, wie die γ-Strahlen der radioaktiven Produkte und daß sie eine tägliche Periode aufweist[2]), die sich mit der des Potentialgefälles deckt. Dies wird alles ohne weiteres verständlich, wenn man als Quelle dieser Strahlen die in der Luft suspendierten und durch das Erdfeld auf dem Boden abgelagerten Induktionen anspricht, unter denen wohl vor allem das dritte Zerfallsprodukt der Radiumemanation, Radium C, in Frage kommt.

Weitere Evidenz für die Richtigkeit dieser Auffassung bieten die Ergebnisse des folgenden Versuches:

In einem luftdichten Zylinder von 8 dm Durchmesser und Höhe, der aus dem dünnsten im Handel erhältlichen Zinkblech hergestellt wurde, befand sich ein Elektroskop mit Mikroskopablesung, das von außen geladen werden konnte. Ein im Blättchenträger befestigter rechtwinklig gebogener Stift trug an seinem Ende als Elektrode ein leichtes Metallrohr, das ungefähr in die Achse des Zylinders zu stehen kam und bei der verwendeten Spannung von

1) Diese Zeitschr. **6**, 465, 1905. H. Gerdien betont hier zuerst die Brauchbarkeit der Aspirationsmethode zur quantitativen Messung der Induktionen.

1) R. Hofmann, diese Zeitschr. **6**, 340, 1905; A. S. Eve, Phil. Mag. (6) **10**, 99, 1905.

2) A. Wood, Nature **73**, 583, 1906.

über 200 Volt in allen Teilen des Meßraumes Sättigungsstrom verbürgte.

Dieser Strom zeigte nun, wenn der Zylinder im Freien (in einem an der Peripherie der Stadt gelegenen Garten) aufgestellt wurde, einen innerhalb weiter Grenzen schwankenden, von Tageszeit und meteorologischen Verhältnissen abhängigen Wert.

Zunächst gelang es die gleiche Periodizität festzustellen, die schon Wood und Campbell bemerkt haben: die Strahlung ist früh und abends größer als um Mittag. Im folgenden sind die an einigen Schönwettertagen des Monates Juni zu diesen drei Terminen erhaltenen Werte der Strahlung in willkürlicher Einheit (Volt pro Stunde) wiedergegeben. Jede dieser Zahlen ist das Mittel aus drei bis sechs Einzelwerten:

Datum	früh	mittags	abends
Juni 18.	87,4	87,0	91,8
„ 19	88,2	84,1	87,2
„ 20.	87,8	83,3	86,8
„ 21.	86,3	82,6	87,6
„ 22.	88,5	85,5	90,5

Im Sinne der oben ausgesprochenen Anschauung über den Ursprung dieser Strahlung läßt sich die Periode dahin deuten, daß zur Zeit der Maxima des Potentialgefälles (früh und abends) auch die Strömung der radioaktiven Induktionen gegen die Erde ihren Höchstwert erreicht. Um diese Zeiten ist also die Flächendichte der überall am Erdboden und besonders an exponierten Stellen abgelagerten Induktionen am größten und damit die in unserem knapp über dem Erdboden aufgestellten Apparat beobachtete durchdringende Strahlung am intensivsten.

Es braucht nicht zu befremden, daß zur gleichen Zeit die Zerstreuungsbeobachtungen Minima der allgemeinen, hauptsächlich der Wirkung der α-Strahlen zuzuschreibenden Ionisation andeuten. Für diese wird ja doch in erster Linie die Raumdichte der Emanation und ihrer Zerfallsprodukte in Frage kommen und diese kann sehr wohl zur selben Zeit ein Minimum aufweisen, in welcher der radioaktive Belag der Erdoberfläche infolge des hohen Potentialgefälles das Maximum erreicht.

Der Einfluß des Erdfeldes auf die Intensität der derart gemessenen Strahlung kommt auch außerhalb der täglichen Periode zum Ausdruck. In den weitaus meisten Fällen beobachtet man bei länger anhaltendem hohem positivem Potentialgefälle eine Verstarkung, bei niedrigem oder gar negativem Potentialgefälle eine Schwächung der Strahlung. Daß in der Tat eine Ablagerung der Induktionen auf der Erde einen bestimmenden Einfluß auf die Größe dieser Strahlung hat, kommt auch sehr schön in der Wirkung zum Ausdruck, welche Niederschläge in dieser Richtung ausüben. Es hat bereits J. Jaufmann auf direktem Wege nachgewiesen [1]), daß die Regentropfen bei ihrem Falle die in der Luft suspendierten Induktionen mit sich reißen. Da somit durch den Regen auf mechanischem Wege die Induktionen aus der Atmosphäre bis zu beträchtlichen Höhen entnommen und auf dem Erdboden abgelagert werden, so wird man nach einem heftigen Regengusse eine wesentliche Zunahme der Strahlung erwarten können. Daß dies wirklich der Fall ist, zeigt die folgende Beobachtungsreihe, die sich auf einen außerordentlich heftigen $^3/_4$ stündigen Gewitterregen bezieht:

Vor dem Regen wurde bei starkem negativem Potentialgefälle für die Strahlung der unter dem Mittel liegende Wert 69,2 gemessen. Unmittelbar nach dem Aufhören des Regens ergaben sich bei schwach positivem Gefälle die folgenden Werte:

Zeit	Volt pro Stunde
$2^h\ 59^m$	153
3 3	133
3 5	121
3 18	114
3 23	112
3 25	112
3 37	112
3 48	97,8
3 51	95,8

Man sieht, wie mit dem spontanen Zerfall der auf die Erde geschwemmten Induktionen auch die Strahlung zu ihrem normalen Wert zurückkehrt. Die Geschwindigkeit, mit der dieser Prozeß verläuft, deutet darauf hin, daß es sich hier hauptsächlich um die mit Radium *B* und *C* bezeichneten Produkte handelt.

1) Meteor. Zeitschr. **40**, 102, 1905.

Wien, im Juli 1906; II. physikal. Inst. d. Universität.

(Eingegangen 28. Juli 1906.)

Untersuchungen über ein neues Element mit den radioaktiven Eigenschaften des Thors.

Von G. A. Blanc.

In der vorliegenden Mitteilung beabsichtige ich, die endgültigen Ergebnisse einer Reihe von Versuchen bekannt zu geben, welche ich im Verlauf zweier Jahre ausgeführt habe. Der Zweck dieser Untersuchungen war, den radioaktiven Grundbestandteil der Ablagerungen aus den Thermalquellen von Echaillon und von Salins-Moutiers in Savoyen abzuscheiden und seine Natur genau zu bestimmen. Die Ergeb-

nisse, welche ich hier anführe, sind bereits in verschiedenen Mitteilungen der Regia Accademia dei Lincei zu Rom vorgelegt worden.

In einer in der Januarnummer des Jahrganges 1905 des Philosophical Magazine erschienenen Notiz hatte ich darauf aufmerksam gemacht, daß die Ablagerungen von Echaillon und von Salins-Moutiers die Eigentümlichkeit zeigten, eine Emanation auszusenden, welche der von den Thoriumsalzen ausgesandten ähnelt und gleich wie diese die Fähigkeit besitzt, eine in ungefähr 11 Stunden auf die Hälfte abklingende induzierte Radioaktivität zu erzeugen. Diese Erscheinung war um so auffallender, als die Aktivität, besonders die des Schlammes von Echaillon, das Vorkommen bedeutender Mengen von Thorium in diesem Schlamme wahrscheinlich machen mußte, während doch bislang niemals das Vorhandensein thorhaltiger Mineralien in dieser Gegend bekannt geworden war.

In der gleichen Mitteilung kündigte ich an, daß ich eine Untersuchung in Angriff genommen hätte zu dem Zwecke, aus den genannten Ablagerungen die darin enthaltenen radioaktiven Bestandteile abzuscheiden.

In einer späteren Mitteilung auf dem Internationalen Kongreß zum Studium der Radiologie und der Ionisation zu Lüttich[1]) konnte ich dann die Erklärung abgeben, daß es mir gelungen sei, aus der abgelagerten Masse einige Produkte abzuscheiden, welche einerseits ähnliche radioaktive Charakteristika zeigten wie das Thor — nämlich ähnliche Abklingungskonstanten für die Emanation und für die induzierte Aktivität — andererseits aber eine weit höhere Aktivität und ein weit stärkeres Emanationsvermögen besaßen als eine gleiche Gewichtsmenge des entsprechenden Thoriumsalzes.

Unter anderem beschrieb ich die Abtrennung einer kleinen Menge von Hydraten, besonders Eisenhydraten, mit einer Aktivität und einem Emanationsvermögen, die mehrere Hundert Mal stärker waren als die Aktivität und das Emanationsvermögen einer gleichen Gewichtsmenge Thoriumhydrat. Die Annahme, daß es sich hierbei um eine Abscheidung des unter dem Namen Thorium *X* bekannten Produktes aus möglicherweise in den Ablagerungen enthaltenem Thor handeln könnte, diese Annahme mußte ausgeschlossen werden. Die Aktivität der von mir gewonnenen Produkte nahm nämlich nicht, wie die des Thorium *X*, mit der Zeit ab, sondern sie stieg vielmehr allmählich an, bis sie einige Wochen nach der Herstellung einen Höchstwert erreichte, auf welchem sie sich dann zeitlich konstant erhielt.

Andererseits war die Hypothese in Betracht zu ziehen, daß die starke Aktivität der von mir aus den Schlammstoffen abgeschiedenen Produkte herrühren könnte von Spuren eines der bereits bekannten radioaktiven Elemente. Nun war die Anwesenheit von Radium oder von Aktinium (Emanium) auf Grund der Bestimmung der Abklingungsgesetze für die Emanation und für die induzierte Aktivität unzweifelhaft ausgeschlossen. Bekanntlich folgt das Abklingen der Emanationen des Radiums und des Aktiniums dem für alle radioaktiven Vorgänge gleichmäßig gültigen Exponentialgesetze, und zwar fällt bei diesen beiden Emanationen die Radioaktivität in vier Tagen bezw. in drei Sekunden auf die Hälfte ab. Bei den aus den Ablagerungen ausgeschiedenen Hydraten sank dagegen, wie ich gezeigt habe, die Aktivität der Emanation in etwa einer Minute auf die Hälfte herab, ähnlich wie dies für die Thoriumemanation festgestellt worden ist.

Ebenso zeigte auch die induzierte Aktivität meiner Produkte ganz ausgesprochen den Charakter der induzierten Aktivität des Thors, da sie in ungefähr elf Stunden auf die Hälfte herabsank. In Anbetracht des großen Unterschieds zwischen den charakteristischen Zeiten (27 Minuten für Radium, 40 Minuten für Aktinium) ist es überdies klar, daß die Anwesenheit von Radium oder von Aktinium sicherlich in dem Verlaufe eines solchen Prozesses eine merkliche Veränderung hervorgebracht haben würde. Ich will noch hinzufügen, daß ich die mitgeteilten Untersuchungen zur Bestätigung auch noch mit den Produkten in salzsaurer Lösung ausgeführt habe mit Rücksicht darauf, daß die Radiumsalze in festem Aggregatzustande das Bestreben zeigen, die von ihnen fortwährend erzeugte Emanation okkludiert in sich festzuhalten. Was nun die Möglichkeit anbetrifft, die starke Aktivität meiner Präparate auf Spuren solcher Stoffe zurückzuführen, die keine Emanation aussenden, etwa auf Spuren von Polonium oder Radiotellur und von Radioblei, so mußte diese Möglichkeit verworfen werden im Hinblick auf das hohe Emanationsvermögen meiner Präparate. Das Verhältnis zwischen der direkten Aktivität und dem Emanationsvermögen war bei den verschiedenen von mir gewonnenen Hydraten nach Eintritt des radioaktiven Gleichgewichts ganz dasselbe, wie es sich aus den Kontrollversuchen für Thoriumhydrat ergab.

Aus diesen Tatsachen zog ich, wie ich bereits auf dem Lütticher Kongreß erklärte, den Schluß, daß der Schlamm von Echaillon und von Salins-Moutiers einen neuen Körper enthalte mit ähnlichen radioaktiven Eigenschaften wie die gewöhnlichen Thoriumsalze, und daß die radioaktiven Eigenschaften, welche diese letzteren zeigen, aller Wahrscheinlichkeit zurückzuführen seien auf Spuren des neuen Elements,

1) Diese Zeitschr. **6**, 703, 1905.

die in den Thoriumsalzen enthalten sind und sich wegen großer Analogie des chemischen Charakters nur schwer von ihnen trennen lassen.

Auf demselben Kongreß gelangte eine Mitteilung von Sir William Ramsay zur Verlesung, über Versuchsergebnisse, welche Herr O. Hahn im Laboratorium des University College zu London erhalten hatte. Herr Hahn hatte bei dem Versuch, das in den Rückständen eines an Thorium reichen Minerals — des Thorianits — enthaltene Radium auszuziehen, Produkte erhalten, welche gleichfalls eine ähnliche Emanation erzeugten wie das Thorium, dabei aber eine Aktivität aufwiesen, die ungeheuer viel größer war als die einer gleichen Gewichtsmenge dieses Körpers, ohne daß es möglich gewesen wäre, diese Aktivität auf die Anwesenheit von Radium oder Aktinium zurückzuführen. Diese Versuchsergebnisse des Herrn Hahn waren übrigens bereits in einer vorläufigen Mitteilung[1]) angekündigt worden. In dieser vorläufigen Mitteilung sprach Herr Hahn die Ansicht aus, daß die Erscheinungen, welche ich an dem Schlamm von Echaillon und von Salins-Moutiers beobachtet hatte, sowie andere von den Herren Elster und Geitel[2]) berichtete Erscheinungen ähnlicher Art, daß diese Erscheinnngen eben dieser im Thorianit enthaltenen Substanz zugeschrieben werden müßten.

Erinnert man sich nun daran, daß die Herren Hoffmann und Zerban[3]) in ihren Arbeiten behaupten, aus dem Gadolinit inaktives Thor abgeschieden zu haben, so wird man begreifen, daß die Frage nach der Identität dieses neuen Elements mit dem hypothetischen radioaktiven Bestandteile der Thoriumsalze mir wichtig genug erschienen ist, um eine Reihe genauer Untersuchungen zu rechtfertigen, in denen ich, zum Zwecke einer möglichst genauen Feststellung der radioaktiven Charakteristiken dieses Stoffes, seine Eigenschaften eine nach der anderen mit denen verglich, welche die gewöhnlichen Thoriumsalze unter denselben Versuchsbedingungen zeigen.

Während des Fortgangs meiner Untersuchungen ist eine Arbeit des Herrn Hahn erschienen, in welcher dieser Versuche mitteilt, die zum Teil den meinigen ähneln. Dennoch halte ich es für nützlich, die Ergebnisse, welche ich erhalten habe, in ihren Einzelheiten mitzuteilen. Diese Ergebnisse bestätigen nicht nur in bündiger Weise die Identität der von Herrn Hahn und von mir beobachteten Erscheinungen, sondern sie liefern auch den klaren Beweis dafür, daß die Aktivität, welche die gewöhnlichen Thoriumsalze aufweisen, und welche man bislang für eine Eigenschaft des Atoms dieses Elementes gehalten hat, daß diese Aktivität vielmehr der Anwesenheit eines neuen äußerst aktiven Elementes zuzuschreiben ist, eines Elementes, welches wegen einer großen Ähnlichkeit der chemischen Eigenschaften nur sehr schwer von ihnen zu trennen ist.

1) Zeitschr. f. phys. Chem., 9. Mai 1905.
2) Diese Zeitschr. 6, 67, 1905.
3) Chem. Ber. 1903, 3093.

Ich gehe nunmehr zur Beschreibung meiner Versuche über. Diese sind zum Teil mit den Produkten angestellt worden, welche ich im Laufe des verflossenen Jahres aus dem Schlamm von Echaillon gewonnen hatte, zum Teil auch mit viel aktiveren Präparaten, welche mir Herr Dr. Angelucci besorgt hat, in dessen Gemeinschaft ich die Untersuchungen über das neue Element ausführe.

Die Messungen wurden nach einer Methode ausgeführt, die ich bereits an anderer Stelle[1]) beschrieben habe; nur zur Bestimmung der Abklingungskonstante für die Radioaktivität der Emanation wurde die Methode der radioaktiven Wage benutzt, welche Herr Prof. Sella kürzlich auf dem Kongreß der Società Italiana di Fisica (siehe Elettricista vom 1. Juni 1906) beschrieben hat.

Abscheidung des unter dem Namen Thorium *X* bekannten Produkts.

Rutherford und Soddy haben bei ihren Untersuchungen über die Thorverbindungen die Möglichkeit gefunden, mit Hilfe einer einzigen chemischen Operation aus ihnen ganz kleine Mengen eines Stoffes abzuscheiden, welcher eine außerordentlich viel größere Aktivität besitzt als eine gleiche Gewichtsmenge Thor. Fällt man etwa aus einer Lösung von Thoriumnitrat mit Hilfe von Ammoniak diesen Körper als Hydrat aus, und verdampft man die durch Filtrieren erhaltene Flüssigkeit, so beobachtet man, daß ein großer Teil der Aktivität und fast das gesamte Emanationsvermögen dem Rückstand aus dieser Verdampfung angehören. Dabei sind in diesem Rückstande keine wahrnehmbaren Spuren von Thor vorhanden, und er besteht zum größten Teil aus Verunreinigungen, die in dem Nitrat enthalten waren. Durch mehrfache Wiederholung des mitgeteilten Verfahrens erhält man immer weniger aktive Rückstände, und schließlich hat man auf der einen Seite Thoriumhydrat, das keine Emanation mehr hervorbringt, und dessen Aktivität, aus der direkten Strahlung gemessen, auf 25 Proz. ihres ursprünglichen Wertes gesunken ist; und auf der anderen Seite Rückstände, zuweilen in unwägbarer Menge, welche 75 Proz. der direkten Aktivität und das ganze Emanationsvermögen zeigen, die anfänglich das Thoriumsalz besessen hatte.

Im Verlaufe der Zeit erwirbt jedoch das

1) Phil. Mag., Jan. 1905.

entaktivierte Hydrat die verlorenen Eigenschaften wieder, während sich gleichzeitig die Rückstände aus der filtrierten Flüssigkeit entaktivieren.

Rutherford und Soddy erklärten die oben geschilderten Erscheinungen durch folgende Annahme: Ein Teil der Thoratome, so argumentieren sie, wandelt sich fortgesetzt in Atome einer anderen Art radioaktiver Materie um. Dieser Materie gaben sie den Namen Thorium X. Dieses Umwandlungsprodukt ist, im Gegensatz zum Thor, in Ammoniak löslich. Die Thoremanation würde dann ihrerseits wieder ein Zerfallsprodukt des Thorium X-Atoms sein. Diese beiden Erscheinungen, der Verlust der Aktivität seitens des Thoriums X und die Wiedergewinnung der Aktivität seitens des Thors, aus dem jenes abgeschieden wurde, lassen sich durch zwei Gleichungen von der gewöhnlichen Exponentialform darstellen, nämlich durch

$$J_t = J_0 \, e^{-\lambda t} \qquad (1)$$

und

$$J_t = J_0 \, (1 - e^{-\lambda t}). \qquad (2)$$

Hier bedeutet J_t die Aktivität in einem beliebigen Zeitpunkt t, e die Basis der natürlichen Logarithmen, λ eine charakteristische Konstante, welche in beiden Gleichungen denselben Wert hat, endlich J_0 in der ersten Gleichung die Aktivität zu einem Zeitpunkt, der zum Anfangspunkt der Zeit gewählt wird, und in der zweiten Gleichung den Endwert der Aktivität, das heißt, den Wert der Aktivität zu der Zeit, da das Thor wieder das radioaktive Gleichgewicht erlangt hat. Die Schaulinien, durch welche die beiden Vorgänge dargestellt werden, sind einander komplementär; die Summe der Aktivitäten des Thors und des Thorium X bleibt eben immer konstant. Man muß annehmen, daß in den Thoriumsalzen unter normalen Verhältnissen, das heißt bei merklich konstant bleibender Aktivität, die in jedem Augenblick gebildete Menge Thorium X genau der Menge des früher gebildeten und zerfallenden das Gleichgewicht hält.

Nun zeigen, wie ich bereits an anderer Stelle gesagt habe, die aktiven Hydrate, welche ich aus dem Schlamme erhalten habe, nach ihrer Herstellung eine Zunahme der Aktivität, welche einen mehr oder minder langen Zeitraum hindurch andauert, und sich sogar über einige Wochen erstrecken kann. Dieser Umstand führte mich dazu, die Wiederholung des Experiments von Rutherford und Soddy zu versuchen. Zu diesem Zwecke verwandte ich einen einige Wochen zuvor bereiteten Niederschlag von Hydraten von einer Aktivität, die 3000mal größer war als die einer gleichen Gewichtsmenge Thor. Diesen Niederschlag löste ich in Salzsäure auf und fällte ihn mit Ammoniak wieder aus. Darauf filtrierte ich und verdampfte und kalzinierte die Flüssigkeit, um die Ammoniumsalze auszuscheiden. Alsdann sammelte ich den so erhaltenen sehr leichten Rückstand. Das Verfahren lieferte die besten Ergebnisse. Unmittelbar nach ihrer Ausfällung zeigten die Hydrate nicht mehr als einen Bruchteil ihrer vollen Aktivität; das Emanationsvermögen aber zeigte sich nur noch höchstens in ganz geringem Grade. Der Rückstand aus der Verdampfung der filtrierten Flüssigkeit zeigte hingegen eine merkliche Aktivität und emanierte in beträchtlichem Grade. Nach einer kurzen Periode unregelmäßigen Verlaufs, analog wie sie auch von Rutherford und Soddy beim Thor beobachtet worden war, begannen die Aktivität und das Emanationsvermögen des Rückstandes abzunehmen, während gleichzeitig diese Eigenschaften bei den Hydraten zunahmen.

Um diese Ergebnisse mit denen vergleichen zu können, welche man bei Versuchen mit Thor erhält, fällte ich mit Hilfe von Ammoniak einige Gramm Thoriumsalz unter möglichst gleichen Versuchsbedingungen aus.

In den folgenden Tabellen I und II sind die Ergebnisse der Messungen über die Aktivitätsabnahme der Rückstände und der filtrierten Flüssigkeiten zusammengestellt.

Tabelle I.

Thorium X aus Thor gewonnen.

Zeit in Stunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0,0	—	100,0
5,5	—	104,0
52,2	82,6	83,1
94,3	60,1	62,3
120,0	50,2	49,9
149,7	40,9	41,3
190,0	30,8	29,4
214,5	26,0	24,9
241,0	21,6	20,8

Tabelle II.

Rückstand aus der Verdampfung des Filtrats von Echaillon.

Zeit in Stunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0,0	—	100,0
11,0	—	105,0
19,2	102,9	100,0
49,6	84,1	84,1
96,0	60,7	61,6
115,2	53,1	53,0
169,2	36,4	36,5
216,5	26,1	25,8
233,2	23,2	22,6

Aus diesen beiden Messungsreihen wurden unter Vernachlässigung der Werte, die der anfänglichen Periode unregelmäßigen Verlaufs entsprechen, nach der Methode der kleinsten

Quadrate die Werte für die Konstanten in der obigen Gleichung (1) berechnet, und zwar ergaben sich:
für Thor:

$$\lambda = 0{,}00696$$

und für die aus dem Schlamm abgeschiedenen Produkte:

$$\lambda = 0{,}0070,$$

wenn als Einheit der Zeit die Stunde angenommen wurde. Rutherford gibt für die Abklingungskonstante der Aktivität seines Thorium X den Wert

$$\lambda = 0{,}0072$$

an.

Für die Wiedergewinnung der Aktivität der Hydrate erhielt ich die Ergebnisse, welche in den beiden folgenden Tabellen III und IV angeführt sind:

Tabelle III.

Thoriumhydrat.

Zeit in Stunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0,0	—	20,8
18,5	—	29,4
41,0	—	43,5
66,5	52,0	55,5
87,5	64,0	64,9
105,8	73,1	76,9
130,5	83,5	83,3
154,8	89,1	89,3

Tabelle IV.

Hydrate aus den Ablagerungen.

Zeit in Stunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0,0	—	22,4
5,9	—	23,9
21,6	—	31,3
48,0	42,0	45,4
77,2	58,5	62,5
100,0	70,5	71,4
148,0	90,3	90,0
175,4	98,5	98,5

Die berechneten Werte wurden unter Anwendung der oben mitgeteilten Formel (2) erhalten. Dabei wurde für λ der für Thorium X gefundene Wert angenommen.

Diese Messungen über die Wiedergewinnung der Aktivität seitens der Hydrate konnten aus dem Grunde nicht über eine bestimmte Zeitgrenze hinaus fortgesetzt werden, weil die Aktivität, welche die Produkte annahmen, genaue Messungen mit dem empfindlichen Apparat, den ich benutzte, äußerst schwierig machte. Indessen genügen die ausgeführten Messungen, um die Identität im Verhalten des Thors und meines Präparats zu zeigen. Die Kurven, welche die beiden Erscheinungen des Verlustes und der Wiedergewinnung der Aktivität veranschaulichen, sind in Figur 1 wiedergegeben.

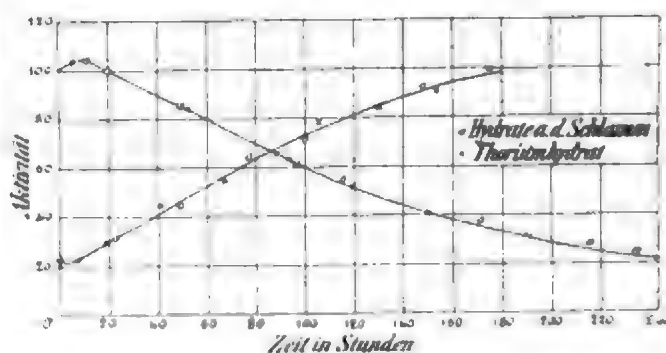


Fig. 1.

Die Emanation.

Ich habe zwar bereits Messungen veröffentlicht, die ich über die Schnelligkeit der Radioaktivitätsabnahme der Emanation angestellt habe, welche aus den Präparaten entsteht, die ich aus dem Schlamme von Echaillon abgeschieden habe. Es erscheint mir indessen zweckmäßig, hier die Ergebnisse der Versuche mitzuteilen, die ich zu dem Zwecke ausgeführt habe, das Gesetz für die Abnahme der Aktivität dieser Emanation unmittelbar mit dem entsprechenden für die Thoremanation zu vergleichen.

Ich gebe hier in den Tabellen V und VI die Ergebnisse aus zwei von mir ausgeführten Beobachtungsreihen wieder, und zugleich die Werte, welche ich nach der Methode der kleinsten Quadrate unter Benutzung der obigen Gleichung (1) berechnet habe.

Tabelle V.

Thoriumemanation.

Zeit in Sekunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0	100,1	100,0
15	84,2	83,7
30	71,4	71,6
45	59,6	60,1
60	50,6	50,7
75	42,2	42,5
90	35,8	36,1
105	29,9	29,9
120	25,3	25,4
135	21,2	21,6
150	17,9	17,8

Tabelle VI.

Emanation der Produkte von Echaillon.

Zeit in Sekunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0	97,9	100,0
15	83,2	82,9
30	70,8	68,9
45	60,1	58,1
60	51,2	50,0
75	43,5	43,2
90	37,0	36,5
105	31,5	31,1
120	26,7	26,3
135	22,8	23,2

In der Kurve der Figur 2 ist abwechselnd je ein Wert aus der ersten und einer aus der zweiten Messungsreihe verzeichnet. Für die Konstante habe ich die folgenden Werte gefunden:

für Thor:

$$\lambda = 0{,}0115,$$

und für mein Präparat:

$$\lambda = 0{,}0108.$$

Diese Werte können als übereinstimmend angesehen werden; das wird schon durch die Tatsache bewiesen, daß ich bei einer anderen Messungsreihe, die ich mit dem aus dem Schlamme gewonnenen Präparat ausgeführt habe, für die Konstante den Wert

$$\lambda = 0{,}0120$$

gefunden habe.

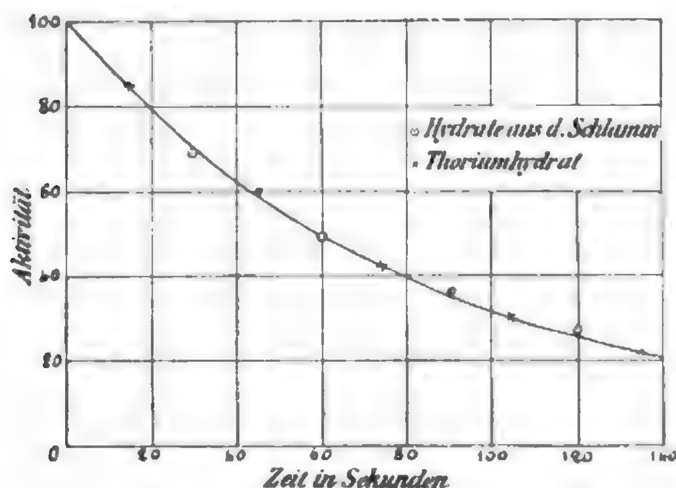


Fig. 2.

Durch längere Einwirkung der Emanation induzierte Aktivität.

Es ist bekannt, daß die Thoriumemanation die Eigenschaft besitzt, die Körper, mit denen sie in Berührung kommt, zeitweise radioaktiv zu machen, besonders dann, wenn diese Körper negativ elektrisch geladen sind. Es ist ferner bekannt, daß auf Grund der Untersuchungen von Rutherford diese Erscheinung der Ablagerung eines Niederschlags von radioaktiver Materie auf diesen Körpern zuzuschreiben ist, einer Materie, die nichts anderes ist als ein Zerfallsprodukt der Emanation, welches sich seinerseits wieder in eine neue Art radioaktiver Materie umwandelt.

Ich will hier die Ergebnisse einiger Versuche mitteilen, welche den klaren Beweis erbringen werden für die Identität der Erscheinungen der induzierten Aktivität, wie sie meine Präparate zeigen, mit denen, welche die Thoriumsalze zeigen. —

Zunächst benutzte ich zwei Stanniolblättchen, welche beide mit dem negativen Pole einer und derselben Zambonischen Säule verbunden waren. Das eine Blättchen ließ ich drei Tage hindurch ununterbrochen unter einer Glasglocke, welche einige Milligramm der aus den Ablagerungen ausgeschiedenen Hydrate von einer Aktivität von ungefähr 3000 Thoriumeinheiten enthielt; das andere Blättchen befand sich gleichzeitig unter einer anderen Glasglocke, die etwa zehn Gramm Thoriumhydrat enthielt. Nach Verlauf dieser Zeit bestimmte ich mittels eines Elektrometers genau die zeitliche Änderung der Aktivität der beiden Blättchen.

Nach Ablauf eines Zeitraumes von einigen Stunden, während dessen die Aktivität beider Blättchen sich nahezu konstant hielt, begann die Aktivität selbst abzunehmen und nahm den für diese Art von Erscheinungen charakteristischen Gang an, das heißt, sie fiel in gleichen Zeiten auf die Hälfte ab, genauer gesagt, in ungefähr elf Stunden.

In den folgenden Tabellen VII und VIII habe ich die Ergebnisse der einzelnen Beobachtungen zusammengestellt mit den unter Anwendung der gewohnten Formel

$$J_t = J_0 e^{-\lambda t} \tag{3}$$

berechneten Werten für die Aktivität. Dabei ergaben sich für die Konstante λ die Werte:

$\lambda = 0{,}0624$ für das Blättchen, welches durch die Anwesenheit der aus den Ablagerungen gewonnenen Hydrate aktiviert worden war, und

$\lambda = 0{,}0618$ für das durch das Thoriumhydrat aktivierte Blättchen.

Tabelle VII.
Thoriumhydrat.

Zeit in Stunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0	98,0	100,0
1,5	89,3	90,8
5,7	68,9	68,4
11,7	47,5	47,3
27,2	18,2	18,1
45,3	6,0	6,5
59,2	2,5	2,3
77,8	0,8	0,8

Tabelle VIII.
Hydrat aus dem Schlamm.

Zeit in Stunden	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0	97,4	100,0
4,4	74,0	74,0
10,0	52,2	52,5
15,0	38,2	36,1
22,6	23,7	23,9
36,0	10,3	10,6
52,0	3,8	3,7
69,3	1,3	1,3

Die entsprechende Kurve ist in Figur 3 dargestellt; aus ihr geht deutlich die Identität der beiden Erscheinungen hervor.

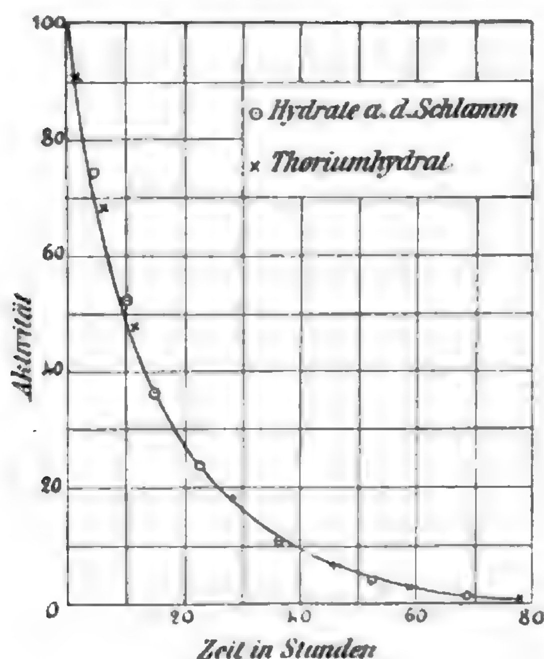


Fig. 3.

Durch kürzere Einwirkung der Emanation induzierte Aktivität.

Wenn ein Körper während eines Zeitraumes, der wenige Stunden nicht überschreitet, der Thoriumemanation ausgesetzt gewesen ist, so zeigt seine Aktivität, wie dies von Sella[1]), Miss Brookes[2]) und Rutherford[3]) erwiesen worden ist, anfänglich eine Zunahme in der Zeit, die unmittelbar auf den Augenblick folgt, in welchem er der Einwirkung des radioaktiven Gases entzogen worden ist. Diese Zunahme ist um so ausgesprochener, je kürzer die Zeit gewesen ist, während welcher der zu aktivierende Körper in Gegenwart der Emanation belassen wurde. Bei längeren Expositionen, das heißt bei solchen von einigen Tagen, reduziert sich die anfängliche Unregelmäßigkeit im Verlauf des Aktivitätsabfalles auf eine Periode stationärer Aktivität. Bei noch längerer Expositionsdauer beginnt die Aktivität sogleich von dem Augenblick an, in welchem der Körper dem Einfluß der Aktivität entzogen wird, nach dem gewöhnlichen Exponentialgesetz abzufallen.

Nun hatte ich, wie schon früher erwähnt, ein analoges Verhalten an den Präparaten bemerkt, die ich aus den Ablagerungen von Echaillon ausgeschieden habe. Ich wollte mich deshalb vergewissern über die Identität dieser Erscheinung mit der an den Thoriumsalzen beobachteten.

Ich habe zu diesem Zwecke zwei Stanniolblättchen, jedes für sich, aktiviert, und zwar das eine mittels der Emanation aus einigen Gramm Thoriumhydrat, das andere mittels der Emanation, welche einige Milligramm des aus dem Schlamme gewonnenen Präparats hervorgebracht hatten. Um vergleichbare Wirkungen zu erhalten, wählte ich die Menge des Thoriumhydrats so groß, daß die von ihr hervorgebrachte Emanation der von meinem Präparate ausgesandten merklich gleich wurde. Ich bediente mich in diesem Falle zur Aktivierung der Methode der elektrischen Ausströmung, wie sie von Sella[1]) beschrieben worden ist. Die emanierenden Stoffe wurden mit einem Blatt Filtrierpapier bedeckt und jeder für sich unter eine Glasglocke gebracht. Unter dieser Glasglocke wurde eine fortwährende Strömung zwischen drei Metallspitzen und einer Metallplatte erzeugt, von denen die ersteren mit dem negativen, die letztere mit dem positiven Pol einer Holtzschen Influenzmaschine verbunden waren. Diese Entladung besitzt, wie dies Sella gezeigt hat, die Eigenschaft, die Luft in einem Raum, der Thoriumemanation enthält, vollständig von dem in ihr suspendiert enthaltenen radioaktiven Material zu befreien, und dieses Material — welches dann eben nichts anderes ist als die Substanz, welcher die Erscheinungen der induzierten Aktivität zuzuschreiben sind —, dieses Material also auf eine den Spitzen gegenüberstehende Metallplatte niederzuschlagen.

Diese Methode erwies sich als viel zweckmäßiger zur Erlangung direkt miteinander vergleichbarer Ergebnisse als die übliche Methode der Aktivierung durch einfache negative Ladung.

Nach verschiedenen Versuchen gelang es mir, einige gute Messungsreihen zu erhalten. Von diesen teile ich in den Tabellen IX und X die folgenden mit, welche ich mit zwei Blättchen erhalten habe, die eine Stunde lang der Entladung bei Gegenwart der Emanationen ausgesetzt gewesen waren.

Tabelle IX.
Thoriumhydrat.

Zeit in Minuten	Aktivität
3	52,9
23	68,0
51	85,0
68	91,9
108	100,0

Tabelle X.
Hydrate aus dem Schlamm.

Zeit in Minuten	Aktivität
13	61,6
28	72,2
41	81,8
65	90,0
83	93,7
107	100,0

1) Lincei Rend. 11 [1], 242, 1902.
2) Phil. Mag., Sept. 1904.
3) Phil. Mag., Jan. 1903.

1) Lincei Rend. 11 [1], 57, 1902.

Die diesen Tabellen entsprechende Kurve ist in Figur 4 wiedergegeben.

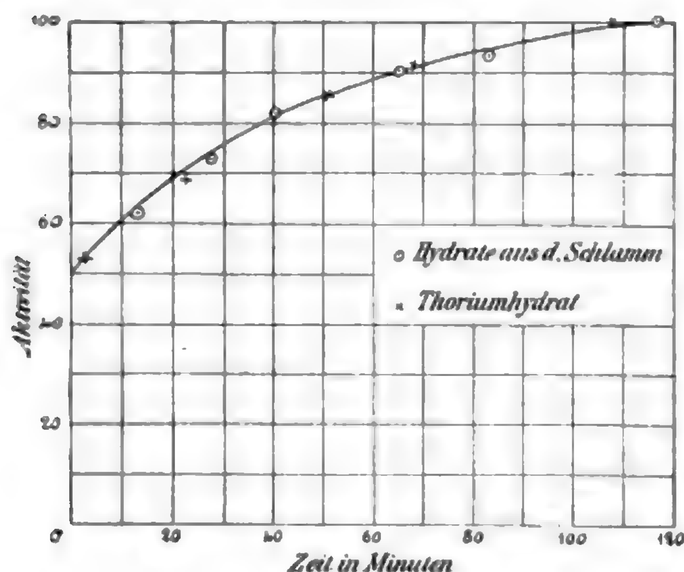


Fig. 4.

Trennung der beiden als Thorium A und Thorium B bekannten Produkte.

Die oben geschilderte Erscheinung wird bekanntlich von Rutherford dnrch folgende Annahme erklärt: Die Thoriumemanation bringt eine erste Art von Materie hervor, welche Thorium A genannt wird. Dieses Thorium A sendet keine Strahlen aus, die mit den gebräuchlichen Hilfsmitteln nachweisbar wären, wandelt sich aber seinerseits in ein anderes stark aktives Produkt um, welches Thorium B genannt wird. Aus den Kurven von der Art der in Figur 4 dargestellten leitete Rutherford[1]) auf theoretischem Wege die Werte für die Konstanten der Aktivitätsabnahme des Thorium A und des Thorium B ab und fand, daß ihre charakteristischen Zeiten elf Stunden bezw. etwa 55 Minuten betragen müssen.

Später gelang es Miß Slater[2]), Thorium A und Thorium B voneinander zu trennen. Eine der von ihr angewendeten Methoden besteht darin, ein Platinblech, das längere Zeit hindurch mit der Emanation in Berührung gewesen ist, einige Minuten lang auf Rotglut zu erhitzen. Thorium A ist nämlich leichter flüchtig als Thorium B; infolgedessen beginnt nach einer solchen Behandlung die Aktivität des Bleches schnell zu schwinden und fällt nun nicht mehr in elf Stunden, sondern in ungefähr einer Stunde auf die Hälfte ab.

Nach verschiedenen Versuchen ist es mir gelungen, den Versuch von Miß Slater sowohl mit Thorium als auch mit den aus den Ablagerungen gewonnenen Produkten zu wiederholen. Ich konnte feststellen, daß für ein Platinblech, welches ungefähr 48 Stunden lang aktiviert worden war, eine Erhitzung auf Rotglut von ungefähr fünf Minuten Dauer hinreicht, um den für längere Aktivierungsdauer charakteristischen gesetzmäßigen Verlauf der Aktivitätsabnahme in einen anderen überzuführen, der dem von Miß Slater für ihr Thorium B angegebenen sehr ähnlich ist.

Einer dieser von mir ausgeführten Versuche lieferte die in den folgenden Tabellen XI und XII aufgeführten Ergebnisse; daselbst sind auch die nach der Gleichung (3) nach der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Werte mitgeteilt. Die entsprechenden für die Konstante gefundenen Werte sind:

für Thorium:

$$= 0{,}01084$$

und für das aus dem Schlamm abgeschiedene Hydrat:

$$\lambda = 0{,}01083.$$

Diese beiden Werte stimmen in bemerkenswerter Weise überein. Die charakteristische Zeit würde in diesem Falle etwas mehr als eine Stunde betragen.

Tabelle XI.
Thoriumhydrat.

Zeit in Minuten	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0	100,6	100,0
23	78,4	80,3
54	56,1	56,0
77	43,7	42,5
120	27,4	26,6
205	10,9	11,1

Tabelle XII.
Hydrate aus dem Schlamm.

Zeit in Minuten	Aktivität berechnet	Aktivität beobachtet
0	99,9	100,0
28	73,8	75,5
62	51,0	50,0
87	38,9	38,6
124	26,1	25,7
188	13,0	13,2

Die entsprechende Kurve ist in Figur 5 dargestellt.

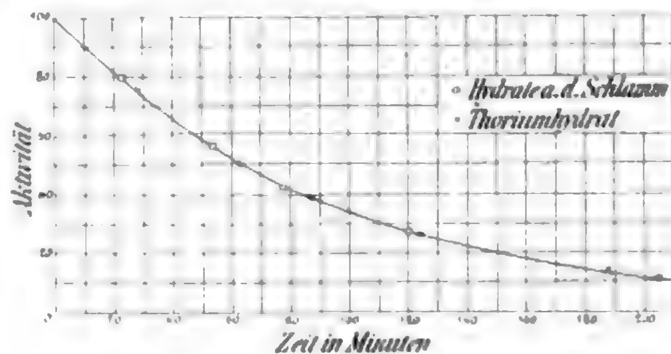


Fig. 5.

1) Rutherford, Radioactivity, 2. Aufl. 1905, 351.
2) Phil. Mag., 1905.

Abscheidung des neuen Elements aus den Thoriumsalzen.

Wie aus den vorstehend mitgeteilten Ergebnissen hervorgeht, zeigte die Radioaktivität der aus den Ablagerungen der heißen Quellen von Echaillon ausgeschiedenen Produkte charakteristische Eigenschaften, die als mit denen der Thoriumsalze identisch angesehen werden konnten. Da nun ferner das zwischen der radioaktiven Kraft der von mir untersuchten Produkte und der Thoriumsalze bestehende ungeheure Mißverhältnisses als vollkommen ausgeschlossen erscheinen ließ, die Aktivität der ersteren auf einen Thoriumgehalt zurückzuführen, so mußte ich notwendigerweise zu dem endgültigen Schluß gelangen, daß ihre Aktivität von einem neuen Elemente herrührte.

Es konnte nun die Frage entstehen: Sind die charakteristischen radioaktiven Eigenschaften in demselben Maße hinreichend zur Identifizierung einer Substanz, wie es beispielsweise die charakteristischen spektroskopischen Eigenschaften sind? Die Antwort auf diese Frage schien im bejahenden Sinne ausfallen zu müssen. Wenn nämlich auch in der Reihenfolge der Umwandlungen zweier verschiedener radioaktiver Substanzen zwei Produkte auftreten können, die ziemlich ähnliche Konstanten der Aktivitätsabnahme aufweisen — wie dies beispielsweise der Fall ist bei der Radiumemanation und beim Thorium *X*, deren Aktivitäten beide in etwas weniger als vier Tagen auf die Hälfte abnehmen —, wenn also auch zwei solche Produkte auftreten können, so scheint doch die Annahme nicht zulässig, daß zwei Körper zwei Reihen von Produkten mit denselben Konstanten der Aktivitätsabnahme hervorbringen können, ebenso wie es auch keineswegs wahrscheinlich ist, daß zwei verschiedene Körper eine und dieselbe Reihe von Umwandlungsprodukten hervorbringen können. Aus dieser ganzen Überlegung mußte also der Schluß gezogen werden, daß die gewöhnlichen Thoriumsalze ihre Aktivität dem Umstande verdanken, daß in ihnen Spuren des neuen Elements enthalten sind, von dem oben die Rede gewesen ist, und daß dieses Element wegen der großen Ähnlichkeit der charakteristischen chemischen Eigenschaften schwer von den Thoriumsalzen zu trennen ist.

Die endgültige Bestätigung dieser Hypothese mußte offenbar durch die Abscheidung des in Rede stehenden Elements, dessen Vorhandensein in den Thoriumsalzen angenommen wurde, aus eben diesen Salzen geliefert werden. Dies ist nun das Problem, an dessen Behandlung ich in Gemeinschaft mit Herrn Dr. Angelucci herangetreten bin. Wenn es uns auch nicht gelungen ist, einer bestimmten Menge Thoriumsalz ihre Aktivität gänzlich zu entziehen, so können wir doch behaupten, daß wir den unmittelbaren und bündigen Beweis für das Vorhandensein des neuen Elements in dem Thoriumsalze erbracht haben. Wir haben nämlich aus einigen Kilogramm Thoriumnitrat Produkte abgeschieden, welche bei gleichen Gewichtsmengen eine Aktivität und ein Emanationsvermögen aufwiesen, die bis zu 5000mal höher waren, als sie eine entsprechende Menge Thoriumsalz aufzuweisen hat.

Ich will zunächst in Kürze unsere ersten Versuche beschreiben, deren Ergebnisse ich bereits in einem Aktenstück niedergelegt habe, welches ich unter Siegel am 30. März 1906 der Regia Accademia dei Lincei zu Rom eingereicht habe. Unsere ersten Versuche bestanden darin, auf ein Thoriumsalz („reines Thoriumnitrat" von der Firma de Haën) die Methode anzuwenden, welche die wirksamste Abscheidung des radioaktiven Bestandteiles aus den Ablagerungen von Echaillon ermöglicht hatte. Diese Methode gründet sich auf die Eigenschaft des Calciumsulfats, welches sich bei Zusatz von Alkohol aus der salzsauren Lösung des Schlammes niederschlägt, die in der Flüssigkeit vorhandenen Spuren dieses Körpers mit sich zu führen. Wir setzten also zu wässrigen Lösungen von Thoriumnitrat von verschiedenen Konzentrationen eine bestimmte Menge Calciumnitrat und dazu Schwefelsäure. In den meisten Fällen war es indessen nicht möglich, einen von Thor freien Niederschlag von Calciumsulfat zu erhalten, weil das Thor die Neigung zeigte, ein unlösliches Sulfat zu bilden. In einigen Fällen ist es uns jedoch geglückt, ein Calciumsulfat zu erhalten, in welchem nach wiederholtem Auswaschen Thor nur noch in verschwindend kleinen Mengen vorhanden war. —

Dieses Calciumsulfat zeigte unmittelbar nach seiner Bereitung eine starke Aktivität, welche indessen im Laufe der Zeit allmählich nach dem für Thorium *X* charakteristischen Gesetze abnahm, bis sie, nach Verlauf einiger Wochen, bis auf einen ganz winzigen Bruchteil ihres ursprünglichen Wertes zurückgegangen war. In keinem Falle hat das Calciumsulfat seine Aktivität vollständig verloren. Es war jedoch nicht möglich, mittels dieses Verfahrens Produkte zu erhalten, die dauernd eine Aktivität zeigten, welche die Hoffnung rechtfertigen konnte, merklich aktive Produkte zu erhalten.

Nach diesen Versuchen stellten wir verschiedene andere an, in der Hoffnung, mit Hilfe anderer Methoden die in Rede stehende Trennung zu erhalten. Die Ergebnisse waren aber stets negativ.

Endlich versuchten wir es mit einer Methode, die sich auf die bereits von mir beobachtete Eigenschaft des neuen Elements stützt, von

einem in seiner Lösung sich bildenden Niederschlag von Baryumsulfat mitgenommen zu werden.

Zu 100 Gramm des gleichen Thoriumnitrats von de Haën, die sich in stark konzentrierter Lösung befanden, wurden ungefähr 10 Gramm Baryumchlorür zugesetzt und darauf der Lösung eine Menge Schwefelsäure hinzugefügt, die hinreichend war, um die gesamte Baryummenge auszufällen. Der Niederschlag bildete sich indessen nicht sogleich; vielmehr blieb die Lösung zunächst länger als eine Woche hindurch klar. Nach dieser Zeit wurde die Flüssigkeit dann längere Zeit erwärmt und geschüttelt, und auf diese Weise war es denn endlich möglich, zunächst eine leichte Trübung und schließlich einen Niederschlag von Baryum in Gestalt des Sulfats zu erhalten.

Dieses Baryumsulfat nun zeigte unmittelbar nach seiner Bereitung eine starke Aktivität, welche der einer gleichen Gewichtsmenge Thor zukommenden beträchtlich überlegen war. Diese Aktivität begann mit der Zeit abzunehmen, und zwar folgte diese Abnahme zunächst einem Gesetz, welches dem für das Thorium *X* geltenden ziemlich ähnlich ist; dann aber entfernte sie sich immer mehr von diesem Gesetze, und nach Verlauf von ungefähr drei Wochen hielt sich schließlich die Aktivität des Baryumsulfats merklich konstant.

Es blieb nun noch zu untersuchen, ob dieser Restbetrag von Aktivität nicht vielleicht auf Spuren von Thor zurückgeführt werden müsse, welche möglicherweise von dem Baryumsulfatniederschlag mitgerissen worden wären, wenngleich die Kraft dieses Sulfats geringer war als die einer gleichen Gewichtsmenge Thoriumsulfat.

Deshalb wurde das in Rede stehende Sulfat durch Schmelzen mit Natriumkarbonat in Karbonat übergeführt, und die erhaltene Sulfatlösung wurde, ebenso wie auch die Waschwässer, mit Ammoniak behandelt, ohne daß indessen ein merklich aktiver Niederschlag von Hydraten erhalten worden wäre. Die salzsaure Lösung der in Wasser unlöslichen Karbonate ergab dagegen mit Ammoniak einen leichten Niederschlag von einigen Zentigramm Thoriumhydrat, der Spuren von Eisen enthielt. Dieser Niederschlag zeigte unmittelbar nach seiner Herstellung eine Aktivität, welche ungefähr 10mal höher war als die der gleichen Gewichtsmenge Thoriumhydrat im Zustande radioaktiven Gleichgewichts, nahm indessen im Laufe der Zeit, das heißt in ungefähr drei Wochen, eine Aktivität an, welche 30mal größer war als die eines solchen Thoriumhydrats.

Ich will noch hinzufügen, daß das zu diesen Vergleichsmessungen benutzte Thoriumhydrat aus demselben Nitrate von de Haën gewonnen worden war, mit welchem ich auch meine Versuche ausgeführt habe.

Die Aktivität des genannten Präparats zeigte den Typus des Thors durchaus rein; es war tatsächlich nicht eine Spur von Aktivität vom Typus des Radiums oder des Aktiniums vorhanden. Das ergab sich aus den Messungen, die ich über das Gesetz der Aktivitätsabnahme der Emanation und der induzierten Aktivität angestellt habe. Bei diesen Messungen benutzte ich das genannte Präparat teils in festem Zustande, teils auch in salzsaurer Lösung.

Dies ist nun eben das Ergebnis, welches Herr Dr. Angelucci und ich in dem Aktenstücke niedergelegt haben, welches wir unter dem Datum des 30. März 1906 der Regia Accademia dei Lincei versiegelt eingereicht haben.

Veranlaßt durch den Ausgang dieses Versuches faßten wir nun den Entschluß, den Versuch in großem Maßstabe zu wiederholen. Zu diesem Zwecke verwandten wir 6 Kilogramm von demselben Thoriumnitrat von der Firma de Haën, in der Hoffnung, daß es uns auf diese Weise möglich sein würde, Produkte zu erhalten, die genügend aktiv sein würden, um eine gründlichere Erforschung der Eigenschaften des neuen Elements zu gestatten.

Das Verfahren war dasselbe wie das bereits beschriebene: Die 6 Kilogramm Thoriumnitrat wurden in 6 Liter Wasser gelöst und zu der Lösung wurde eine entsprechende Menge Baryumhydrat in schwefelsaurer Lösung zugesetzt. In der Kälte bemerkten wir keinen Niederschlag; durch lange anhaltendes Erhitzen der Flüssigkeit bis fast auf ihren Siedepunkt und lebhaftes Schütteln erhielten wir aber schließlich 30 Gramm Baryumsulfat. Dieses wurde zunächst sorgfältig mit Wasser ausgewaschen und darauf mit Natriumkarbonat geschmolzen; dann wurden die in Wasser unlöslichen Karbonate nach sorgfältigem Auswaschen mit Salzsäure behandelt, wobei eine Lösung erhalten wurde. Durch Zusatz von Ammoniak — welches zur Vermeidung der Bildung von Baryumkarbonat frei von Kohlensäure sein mußte — erhielten wir aus dieser Lösung einige Milligramm Hydrate, die durch Spuren von Eisen rotbraun gefärbt waren und unmittelbar nach der Gewinnung eine starke Aktivität zeigten, obschon sie so gut wie ganz ohne alles Emanationsvermögen waren. Im Laufe der Zeit hat dieses Präparat eine Aktivität und ein Emanationsvermögen gewonnen, die als ungefähr 5000mal höher angenommen werden können, als sie eine gleiche Gewichtsmenge Thoriumhydrat im radioaktiven Gleichgewicht aufzuweisen hatte, das ebenfalls aus demselben von der Firma de Haën gelieferten Nitrat gewon-

nen worden war. Auch in diesem Falle habe ich genaue Messungen vorgenommen, um mich zu überzeugen, ob nicht vielleicht wenigstens ein Teil dieser Aktivität auf Spuren von Radium oder von Aktinium zurückzuführen sei. Auf Grund des Ergebnisses dieser Kontrollversuche habe ich aber die beregte Hypothese endgültig aufgegeben.

Es ist somit endgültig und direkt erwiesen, daß die gewöhnlichen Thoriumsalze ihre Aktivität der Anwesenheit von Spuren eines sehr stark aktiven Elements verdanken, das in diesen Salzen enthalten ist, sich aber, wenngleich es sehr ähnliche chemische Eigenschaften besitzt wie das Thor selbst, doch mit Hilfe des vorstehend beschriebenen Verfahrens, wenigstens teilweise von ihm trennen läßt.

Für den radioaktiven Bestandteil der Produkte, welche Hahn aus dem Thorianit abgeschieden hat, der von Hahn als das aktivierende Prinzip des gewöhnlichen Thors erkannt worden ist, für diesen Bestandteil also hat Ramsay den Namen Radiothorium in Vorschlag gebracht. Da nunmehr die Identität dieser Substanz mit der in den Ablagerungen von Echaillon und in den von mir aus dem Thoriumnitrat der Firma de Haën abgeschiedenen radioaktiven Produkten enthaltenen Substanz offenbar ist, so werde ich von jetzt ab das in meinen Präparaten enthaltene radioaktive Element mit dem Namen Radiothorium bezeichnen.[1])

Es bleibt nun noch die Frage übrig, ob das Radiothorium ein Umwandlungsprodukt des Thors ist oder nicht. Das scheint nunmehr mit großer Wahrscheinlichkeit der Fall zu sein. Man kann sich darüber durch folgende Methode vergewissern: man beobachte, ob ein Präparat, welches Radiothorium, aber kein Thor enthält, mit der Zeit seine Aktivität verliert. Derartige Versuche, die über diesen Punkt Gewißheit schaffen sollen, sind bereits seit einer Reihe von Monaten im Gange mit Präparaten aus den Ablagerungen von Echaillon. Ich will noch hinzufügen, daß zurzeit auch verschiedene Versuche über die Eigenschaften des Radiothoriums im Gange sind, darunter besonders einer, der zur Feststellung darüber dienen soll, ob das Radiothorium und seine folgenden Umwandlungsprodukte als Endprodukt ihres Zerfalles Helium oder irgendein anderes Edelgas hervorbringen. Sir William Ramsay hat das Vorkommen merklicher Mengen Helium in dem Mineral Thorianit beobachtet, aus welchem Herr Hahn sein Radiothorium abgeschieden hat. Indessen enthält der Thorianit auch Radium, und aus diesem Grunde erscheint mir die Beobachtung von Ramsay nicht als hinreichend, um die Frage endgültig zu entscheiden.

Ich möchte diese Veröffentlichung nicht schließen, ohne Herrn Professor Sella von der Universität Rom auf das herzlichste zu danken für seine zahlreichen Ratschläge, die mir im Verlaufe meiner Untersuchungen überaus wertvoll gewesen sind.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Juli 1906.)

1) Aus einer kürzlich erschienenen Notiz (s. diese Zeitschrift 7, 445, 1906) der Herren Elster und Geitel geht hervor, daß die genannten Herren gleichfalls die oben von mir beschriebenen Tatsachen beobachtet haben und daß es ihnen gelungen ist, aus einem Thoriumsalze ein Präparat abzuscheiden von zwölfmal stärkerer Aktivität als eine gleiche Gewichtsmenge des Ausgangsmaterials.

Über die Strahlung des Radiotellurs. II.[1])

Von B. Kučera und B. Mašek.[2])

In Fortsetzung unserer Arbeit über die Strahlung des Radiotellurs sollte die Absorption in verschiedenen Stoffen gemessen werden. Wegen der leichten Absorbierbarkeit der α-Strahlen muß man sich auf sehr dünne Metallblättchen[3]) und Gase beschränken.

1. Die Absorption in Metallen. Über die früher zur Bestimmung der Absorption von α-Strahlen angewandten Meßmethoden wird weiter unten die Rede sein. Aus dem heutigen Stande unserer Kenntnisse folgt, daß nur die von Bragg[4]) eingeführte Methode der Ionisationskurven paralleler Strahlen eindeutige Resultate zu liefern imstande ist. Deshalb wurde dieselbe Versuchsanordnung benutzt, wie sie im ersten Teil unserer Arbeit beschrieben und daselbst auf Fig. 1 veranschaulicht ist. Die einzige Abänderung am Apparate war die, daß die obere Platte des Meßkondensators nicht am Stäbchen T_1 befestigt war, sondern auf drei Füßchen direkt am Deckel des Elektrops ruhte, um durch Herausnehmen und Wiedereinsetzen des Stöpsels Z jedwede Veränderung am Kondensator zu vermeiden. Das Präparat war mit dem Röhrchenschirm bedeckt, und es wurden Ionisationskurven aufgenommen entweder ohne oder mit einem resp. zweien zwischen Schirm und Präparat eingeschobenen Metallblättchen. Zur Beurteilung der Meßgenauigkeit diene der in Tabelle I wiedergegebene und in Fig. 1 graphisch dargestellte Versuch mit einem resp.

1) I: diese Zeitschr. 7, 337, 1906.

2) Auszug aus einer der böhm. Kaiser Franz Joseph-Akademie der Wissenschaften in Prag für die „Rozpravy" am 8. Juni 1906 vorgelegten Arbeit.

3) Wir sind Herrn Grünfeld, Silberwarenfabrikant in Prag I, zu großem Danke verpflichtet, daß er uns in uneigennützigster Weise sehr dünne Metallblättchen, die er persönlich ausgewalzt, zur Verfügung stellte.

4) W. H. Bragg u. R. Kleeman, Phil. Mag. 10, 318, 1905.

Tabelle I.

15. III. 06. Luft von 749 mm Druck, und 18,9° bis 17,3° Temperatur. Das erste *Al*-Blatt wiegt 24,8 mg bei 23,86 cm² Oberfläche, das zweite 17,0 mg bei 16,08 cm² Oberfläche. Kurve I gilt für Luft, II für ein, III für zwei *Al*-Blätter.

I.				II.				III.			
D cm	Fallraum in *Sc*-Teilen	Fallzeit	Ionisation	*D* cm	Fallraum in *Sc*-Teilen	Fallzeit	Ionisation	*D* cm	Fallraum in *Sc*-Teilen	Fallzeit	Ionisation
4,11	49,2 —48,8	$7^m 14^s$	0,9	3,51	58,1—57,1	$12^m 34^s$	1,3	2,80	49,8 —49,0	$4^m 39^s$	2,9
	49,0 —48,6	5 33	1,2	3,40	56,5—56,0	5 04	2,0	2,72	48,95—48,0	4 41	3,4
4,01	48,35—47,6	7 16	1,7	3,22	54,8—54,0	3 20	4,0	2,57	47,95—47,0	3 24	4,65
	48,05—47,4	7 01	1,5	3,12	58—56	4 48,2	6,95	2,49	46—45	2 35	6,45
3,92	47,2 —46,45	5 43	2,2	3,05	53—51	3 15	10,3	2,41	43—41	3 31	9,5
	47,05—46,2	6 22	2,3		50—48	3 13		2,32	39—37	2 39	12,6
3,84	46,0 —45,0	6 14	2,7		42—39	3 24,8		2,24	47—45	1 58,2	10,9
3,75	42—40	5 39	5,9	2,97	41—38	3 16,0	14,9		48—46	1 55,6	17,3
	43—41	5 28	6,1		53—50	3 24,6		2,14	44—41	2 08,6	23,4
3,64	39—37	2 24	13,6	2,90	49—46	2 18,8	21,5		43—40	2 08,6	
	38—36	2 30			48—45	2 20,4		2,05	38—35	1 57,0	25,6
3,57	56—53	2 11,2	22,6	2,82	43—40	2 00,2	25,3		37—34	1 49,0	27,5
	52—49	2 19,8			42—39	1 57,2		1,98	54—50	2 02,0	32,8
3,49	47—44	1 36,2	31,1	2,74	48—44	2 13,0	30,1	1,87	48—44	1 50,6	36,3
	46—43	1 37,2			47—44	1 37,4	30,8		47—43	1 50,0	
3,39	41—37	1 53,2	35,0	2,67	41—37	1 55,2	34,2	1,77	41—37	1 41,8	38,7
	40—36	1 54,8			40—36	1 58,4			40—36	1 44,8	
3,31	62—58	1 39,0	39,8	2,58	59—55	1 45,6	38,2	1,66	62—58	1 41,8	39,0
	61—57	1 42,0			58—54	1 43,6			61—57	1 43,6	
3,20	55—51	1 41,6	39,3	2,48	51—47	1 44,8	38,2	1,56	55—51	1 45,6	38,7
	54—50	1 42,0		2,31	58—54	1 46,6	36,8	1,47	48—44	1 46,4	37,6
3,12	48—44	1 43,4	39,0		57—53	1 51,2					
	47—43	1 41,8		2,18	51—47	1 56,6	34,3				
3,04	41—37	1 47,0	37,4		50—46	1 56,6					
	40—36	1 47,0		1,97	49—45	2 07,8	31,2				
2,89	52—48	1 56,0	34,7		48—44	2 06,8					
	51—47	1 54,4			56—52	2 23,2					
2,53	45—41	2 15,2	29,1	1,47	55—51	2 27,0	27,7				
	44—40	2 19,6			48—44	2 22,6					
2,21	39—35	2 28,8	27,0								
	38—34	2 28,4									
1,91	48—45	1 54,2	25,7								
	47—44	1 59,4									
1,56	42—39	2 02,7	24,5								

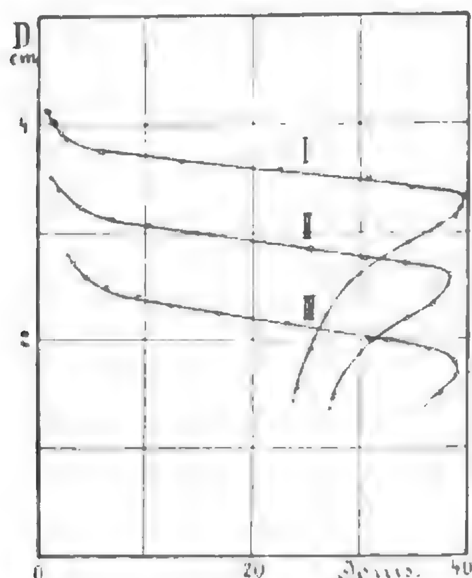


Fig. 1.

zwei Aluminiumblättchen. Unter *D* sind die Entfernungen zwischen dem Präparat und der oberen Platte des Meßkondensators eingetragen; der Kondensator besaß eine Dicke von 0,35 cm.

Wie aus der Fig. 1 ersichtlich, äußert sich die Absorption im Blättchen durch eine Erniedrigung der Ionisationskurve und zwar — wenn wir den geradlinigen Teil der Kurve berücksichtigen — um 6,97 mm bei einem, um 14,02 mm bei den beiden Aluminiumblättchen. Diese Zahlen sind die Mittel der Ordinatendifferenzen bei den Ionisationen 10, 20 und 30, und zwar gleich $(6,6 + 6,95 + 7,35)/3$ und $(13,45 + 14,02 + 14,60)/3$. Die geringe Divergenz der Ionisationskurven ist durch die etwas keilförmige Gestalt der Aluminiumblättchen verursacht. Jedenfalls erhellt, daß eine Aluminiumschicht von 0.00388 mm Dicke, wo also auf 1 cm² 1,045 mg Masse kommt, äquivalent ist einer 7,01 mm dicken Luftschicht von 749 mm Barometerdruck und 17,6° C, in welcher pro 1 cm² $0,701 \times 1,20 = 0,841$ mg Masse enthalten ist. Wenn wir das Verhalten solcher Aluminium- und Luftschichten miteinander vergleichen würden, die pro 1 cm² Fläche dieselbe

Masse enthalten, so kämen wir zu dem Schluß, daß das Aluminium nur $\frac{0,841}{1,045} = \frac{1}{1,242}$ von der Wirksamkeit der Luft besitzt.

Ähnlich wie mit Aluminium wurden auch mit anderen Metallen Versuche gemacht, deren Resultate in der Tabelle II zusammengestellt sind.

Für jedes Metall ist in der I. Spalte Masse pro 1 cm² Fläche, in der II. Spalte das Produkt: Verschiebung der Ionisationskurve mal Luftdichte angegeben. In der nächsten Spalte besagt der Quotient I/II wievielmal weniger das betreffende Metall wirksam ist, als Luft. Die eingeklammerten Zahlen rühren von Bragg her, der Versuche mit Radium-*C* gemacht hat. Derselbe Forscher bemerkte auch, daß der Ausdruck: $\sqrt{\text{Atomgewicht}} \times$ II/I bei allen Metallen fast denselben Wert hat, was auch unsere Zahlen bestätigen; der mittlere Wert dieser Konstante ist bei Bragg 4,37, bei unseren Versuchen 4,50. Es scheint jedoch, daß der Wert dieses Ausdrucks mit steigendem Atomgewicht etwas steigt. Nur die Zahl für Gold würde diesem Steigen widersprechen, doch war das Goldblättchen am meisten von allen keilförmig und daher der Fehler bei der Bestimmung der Verschiebung, den wir auf ca. 3 Proz. schätzen, am größten.

Bragg führt in seinen Untersuchungen über die α-Strahlung des Radium-*C* eine neue Größe ein, die er „stopping power" — etwa „Atomabsorptionsvermögen" — nennt, und zu welcher ihn die bedeutungsvolle Rolle führte, welche das Atomgewicht bei der Erniedrigung der Ionisationskurven spielt.

Eine Aluminiumschicht wirkt $\frac{1}{1,242}$ mal so viel, wie eine Luftschicht, die dieselbe Masse enthält. Die Luft ist aber ungefähr aus vier Teilen N_2 und einem O_2 zusammengesetzt, so daß ihr mittleres Atomgewicht $\frac{1}{5}(16 + 4 \cdot 14) = 14,4$, mittleres Molekulargewicht 28,8, und mittlere Quadratwurzel aus dem Atomgewicht $\frac{1}{5}(4 \cdot \sqrt{14} + \sqrt{16}) = 3,79$ beträgt. Das Atomgewicht von Aluminium ist 27,1 und $\sqrt{27,1} = 5,21$. Wenn wir also die Wirksamkeit von Luft- und Aluminiumschichten miteinander vergleichen würden, die die gleiche Anzahl von Atomen enthalten, d. h. deren Massen im Verhältnis der Atomgewichte stehen, würde die Aluminiumschicht $\frac{27,1}{14,4} \cdot \frac{1}{1,242} = 1,52$ wirksamer erscheinen als die Luftschicht. Diese Zahl ist eben das Absorptionsvermögen von Aluminium (auf Luft als 1 bezogen). Diese Zahlen, welche durch Multiplikation der Zahlen der vorletzten Spalte mit $\sqrt{\text{Atomgewicht}/14,4}$ entstehen, sind in der letzten Spalte der Tabelle II angeführt. Die eingeklammerten Zahlen rühren von Bragg her, und gelten für die Absorption von α-Strahlen des Radium-*C*; die in runden Klammern stehenden sind der schon zitierten, die in den eckigen seiner neuesten Arbeit[1]) entnommen. Sie sind um 3 Proz. im Mittel kleiner als die unsrigen, mit welchen sie eine gute Übereinstimmung zeigen. Wie aus der Berechnungsweise der Atomabsorptionsvermögen ohne weiteres klar ist, sind diese der Quadratwurzel aus dem Atomgewichte nahe proportional; der

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6), 11, 617, 1906.

Tabelle II.

Metall	I. Dicke- u. Dichte-Gew.: Fläche	II. Verschiebung der Kurve mal Luftdichte	I/II.	$\sqrt{\text{Atomgew.}}$	$\sqrt{\text{Atomgew.}}$ I/II.	Atomabsorpt.-vermögen
Gold (*Au*). 12,15 cm² wiegen 38,66 mg. Dicke ca. 1,65 . 10⁻³ mm	31,8 . 10⁻⁴ g/cm²	0,875 cm × 1,18 . 10⁻³ g/cm³ = 10,32 . 10⁻⁴ g/cm²	3,08 (3,05)	$\sqrt{197,2}$ 14,02 (14,2)	4,56 (4,65)	4,44 (4,45) [4,45]
Platin (*Pt*). 21,30 cm² wiegen 73,8 mg. Dicke ca. 1,624 . 10⁻³ mm	34,7 . 10⁻⁴	0,963 × 1,198 . 10⁻³ = 11,52 . 10⁻⁴	3,014 (3,29)	$\sqrt{194,8}$ = 13,94 (14,0)	4,63 (4,25)	4,49 (4,12) [4,16]
Silber (*Ag*). 10,8 cm² wiegen 44,24 mg. Dicke ca. 3,89 . 10⁻³ mm	41,04 . 10⁻⁴	1,54 × 1,172 . 10⁻³ = 18,05 . 10⁻⁴	2,28 (2,41)	$\sqrt{107,9}$ = 10,37 (10,4)	4,56 (4,30)	3,29 (3,11) [3,27]
Kupfer (*Cu*). 15,47 cm² wiegen 40,45 mg. Dicke ca. 3,01 . 10⁻³ mm	26,17 . 10⁻⁴	1,236 × 1,185 . 10⁻³ = 14,63 . 10⁻⁴ 1,27 × 1,19 . 10⁻³ = 15,1 . 10⁻⁴	1,79 (1,78) 1,737	$\sqrt{63,6}$ = 7,98 (7,96)	4,16 (4,45) 4,60	2,51 (2,42) [2,43]
Aluminium (*Al*). 23,86 cm² wiegen 24,8 mg. Dicke ca. 3,85 . 10⁻³ mm	10,4 . 10⁻⁴	0,72 × 1,18 . 10⁻³ = 8,49 . 10⁻⁴	1,226 (1,23)	$\sqrt{27,1}$ = 5,21 (5,15)	4,26 (4,20) 4,20	1,53 (1,53) [1,45]
Aluminium (*Al*). 16,08 cm² wiegen 17,0 mg. Dicke ca. 3,92 . 10⁻³ mm*)	10,45 . 10⁻⁴*)	0,701 × 1,20 . 10⁻³ = 8,41 . 10⁻⁴*)	1,241*)			

*) Gilt im Mittel für den Versuch mit beiden Aluminiumblättern, welcher in Tabelle I in extenso wiedergegeben ist.

Tabelle III.

Luft I Druck 532,5 mm $t = 16,5^0$			Luft II Druck 651 mm $t = 16,3^0$			Luft III $b = 750$ mm $t = 16,3^0$		Sauerstoff Druck 742,5 mm $t = 15,0^0$			Kohlensäure Druck 752 mm $t = 15,7^0$		
D	J	J'	D	J	J'	D	$J = J'$	D	J	J'	D	J	J'
7,05	1,2	1,2	5,44	1,27	1,27	4,37	2,2	4,43	1,6	1,6	3,59	2,8	2,8
5,95	2,3	2,8	5,09	2,17	2,35	4,17	3,7	4,08	3,5	3,3	3,11	2,8	2,8
5,69	5,3	6,97	4,79	3,17	3,5	3,94	9,5	3,81	7,6	7,0	2,85	5,05	4,2
5,51	8,8	11,9	4,63	4,83	5,35	3,86	14,4	3,72	10,8	9,9	2,76	5,9	4,8
5,38	12,4	17,0	4,46	10,9	12,3	3,73	22,9	3,65	15,0	13,7	2,58	13,9	10,1
5,28	15,6	21,4	4,37	15,9	18,1	3,68	26,6	3,51	22,7	20,7	2,50	20,95	14,7
5,11	20,8	28,8	4,16	25,15	28,8	3,61	28,8	3,41	28,7	26,1	2,42	28,0	19,3
4,95	24,4	33,8	4,06	27,9	32,0	3,60	30,2	3,37	30,3	27,5	2,34	37,2	25,4
4,86	24,6	34,1	4,00	28,7	32,9	3,51	33,0	3,29	32,4	29,4	2,29	39,9	27,2
4,71	24,3	33,7	3,81	29,2	33,4	3,42	32,7	3,07	32,4	29,4	2,24	40,95	27,9
4,38	21,9	30,3	3,60	26,5	30,4	3,33	32,0	3,00	31,3	28,4	2,17	41,0	27,9
3,89	19,75	27,3	3,49	25,45	29,1	3,13	30,1	2,70	28,9	26,2	2,11	39,6	27,0
3,45	18,4	25,4	3,27	24,4	27,9	2,91	28,2	2,27	25,95	23,6	2,02	38,5	26,3
2,69	17,4	24,0	2,86	22,6	25,9	1,91	22,1	1,88	23,9	21,8	1,87	35,9	24,5
2,05	17,0	23,4	2,47	20,75	23,7								
			1,97	19,7	22,5								

Proportionalitätsfaktor scheint jedoch mit steigendem Atomgewicht etwas größer zu werden.

2. **Einige Versuche mit Gasen.** Behufs Aufnahme von Ionisationskurven in Luft von verschiedenen Drucken und in O_2 und CO_2 wurde der Glaszylinder V möglichst luftdicht gemacht. Die Luft wurde mittels einer Wasserstrahlluftpumpe verdünnt und der Druck an einem offenen Manometer abgelesen. Die beiden andern Gase wurden mittels Phosphorsäureanhydrid getrocknet und durch eine Deionisierungsröhre hindurchgeführt; CO_2 wurde aus Marmor mittels chemisch reiner Salzsäure bereitet, O_2 einer Stahlbombe entnommen. Die Versuchsergebnisse sind in Tabelle III (D = Entfernung des Präparats von der Mitte des Meßkondensators, dessen Dicke 0,35 cm betrug und J = zugehörige Ionisation) zusammengestellt und auf Fig. 2 durch ausgezogene Kurven graphisch veranschaulicht.

Die ausgezogenen Ionisationskurven auf Fig. 2 sind vom Type derselben in Fig. 1 wesentlich verschieden; dies kommt daher, daß das neue Medium (verdünnte Luft, O_2, CO_2) nicht nur zwischen dem Präparat und der oberen Platte des Meßkondensators, sondern auch in diesem selbst enthalten ist. Um Kurven zu bekommen, aus denen sich nach der früher angewandten Methode die Absorption berechnen ließe, müssen wir Idealkurven konstruieren, welche dann erhalten wären, wenn sich das neue Medium nur im Zwischenraum zwischen Präparat und Kondensator befände, der Kondensator selbst aber mit Luft von 750 mm Druck und $t = 16,3^0$ C gefüllt wäre, d. h. wir müssen aus der Ionisation J diejenige J' berechnen, welche in Luft von 750 mm Druck und $t = 16,3^0$ entstünde. Nach den

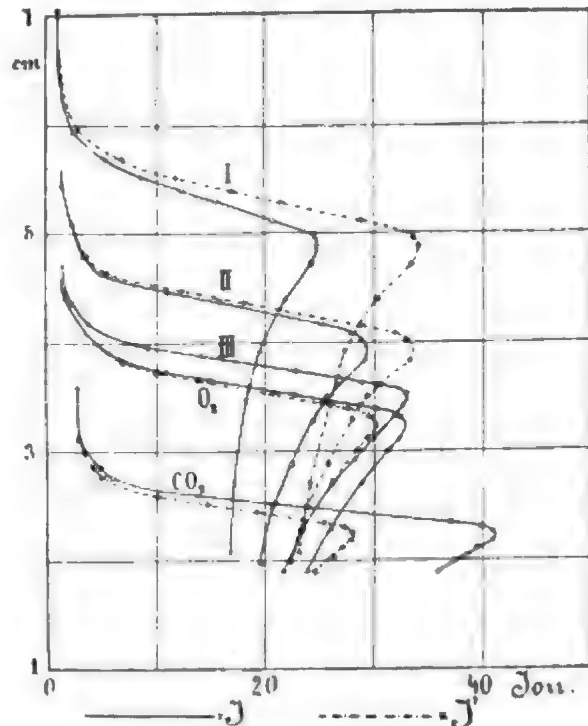


Fig. 2.

Messungen von Strutt[1]) sind relative Ionisationen von O_2 und CO_2, die durch Bestrahlung mit α-Strahlen entstehen, sehr nahe proportional ihrer Dichte; dies gilt auch in ziemlich breiten Grenzen in Luft bei verschiedenen Drucken. Aus diesem Grunde wurden diese idealen Ionisationen J' im lufterfüllten Kondensator nach folgenden Formeln berechnet:

1) R. J. Strutt, Phil. Trans. of the Roy. Soc. A. **196**, 508, 1901 und Proc. Roy. Soc. **72**, 208, 1903. Cfr. Rutherford, Radioactivity, 2. Ed., p. 64, 1905 und J. J. Thomson, Conduction of El. through Gases, Cambridge, p. 311, 1903.

$\mathcal{J}' = (\mathcal{J} - 1{,}2)\dfrac{750}{532{,}5} + 1{,}2$ bei Luft von 532,5 mm Druck und 16,5° C

$\mathcal{J}' = (\mathcal{J} - 1{,}2)\dfrac{750}{651} + 1{,}2$ bei Luft von 651 mm Druck und 16,3° C

$\mathcal{J}' = \mathcal{J}$ bei Luft von 750 mm Druck und 16,3° C

$\mathcal{J}' = (\mathcal{J} - 1{,}2)\dfrac{1}{1{,}10} + 1{,}2$ beim O_2 von 742,5 mm Druck und 15,0° C

$\mathcal{J}' = (\mathcal{J} - 2{,}8)\dfrac{1}{1{,}52} + 2{,}8$ bei CO_2 von 752 mm Druck und 15,7° C.

1,2 resp. 2,8 sind Ladungsverluste (leak currents) ohne Einwirkung der α-Strahlung. Diese so berechneten, und in Tabelle III unter $\mathcal{J}'$ eingestellten Ionisationen sind auf Fig. 2 durch die strichpunktierten Kurven graphisch veranschaulicht. Aus diesen in größerem Maßstab auf Millimeterpapier aufgezeichneten „idealen" Ionisationskurven wurden Strahlungsweiten („ranges") von Strahlen bei bestimmten Ionisationen entnommen und zwar

für die Ionisation von	10	25 arbitr. Einheiten
bei Luft von 532,5 mm Druck	5,55 cm	5,19 cm
„ „ „ 651 „ „	4,51 „	4,22 „
„ „ „ 750 „ „	3,93 „	3,69 „

Wenn wir Verhältniszahlen der Strahlungsweiten

$$\frac{3{,}93}{5{,}55} = 0{,}709 \qquad \frac{3{,}69}{5{,}19} = 0{,}711 \qquad \text{Mittel } 0{,}710$$

$$\text{und } \frac{3{,}93}{4{,}51} = 0{,}871 \qquad \frac{3{,}69}{4{,}22} = 0{,}875 \qquad \text{Mittel } 0{,}873$$

und umgekehrte Verhältnisse von Drucken

$$\frac{532{,}5}{750} = 0{,}710 \text{ und } \frac{651}{750} = 0{,}870$$

bilden, so sehen wir, daß sich innerhalb der Grenzen der unumgänglichen Beobachtungsfehler vollständig der Satz bestätigt: *Bei einem und demselben Gase (Luft) sind die Strahlungsweiten, welche denselben Ionisationen, d. h. denselben Geschwindigkeiten der α-Strahlen entsprechen, umgekehrt proportional den Drucken (Dichten).*

Beim O_2 und CO_2 wurden die Strahlungsweiten bei den Ionisationen 10 und 20 einerseits den reduzierten ($\mathcal{J}'$), andrerseits den nicht reduzierten ($\mathcal{J}$) Kurven entnommen, da bei den $\mathcal{J}$-Kurven die maximale Ionisation im Gase, von welcher noch weiter unten die Rede sein wird, stark verschieden ist von derjenigen in Luft III, wodurch die Neigung des geradförmigen Teils der Ionisationskurve geändert erscheint. Auf diese Weise wurden nachstehende Strahlungsweiten erhalten:

Für die Ionisation	10 reduziert	10 nicht red.	20 reduziert	20 nicht red.
im O_2	3,72 cm	3,73 cm	3,52 cm	3,54 cm
in CO_2	2,60 „	2,61 „	2,43 „	2,52 „

Wenn wir wieder Verhältniszahlen dieser Strahlungsweiten und derjenigen in Luft III (3,93 cm und 3,76 cm) bilden, so bekommen wir

beim Sauerstoff: 0,948 0,950 0,937 0,943, Mittel 0,945,

bei der Kohlensäure: 0,662 0,665 0,647 0,670 Mittel 0,661.

Als mittlere Quadratwurzel aus dem Atomgewicht bei der Luft wurde seinerzeit 3,79 erhalten; bei O_2 ist sie gleich $2\cdot\sqrt{16}/2 = 4{,}0$, bei CO_2 $(\sqrt{12} + 2\cdot\sqrt{16})/2 = 5{,}73$. Das Verhältnis dieser Größen bei der Luft und den beiden Gasen ist 0,948 und 0,662, also gleich dem Mittel aus den umgekehrten Verhältnissen der Strahlungsweiten. Auch die Zahlen bei der Ionisation 10, welche durch die Reduktion wenig tangiert werden, genügen an sich selbst sehr gut dieser Beziehung. Daraus folgt der Satz: *Bei verschiedenen Gasen derselben Drucke sind die Strahlungsweiten, welche α-Strahlen des Radiotellurs von derselben Geschwindigkeit entsprechen, umgekehrt proportional den mittleren Quadratwurzeln aus ihren Atomgewichten.*

Aus den angeführten Zahlen folgt für die Atomabsorptionsvermögen von O_2 und CO_2, daß sie mit großer Genauigkeit gleich sind den Verhältniszahlen der mittleren Atomgewichtsquadratwurzeln, also für O_2 gleich 1,055, für CO_2 1,514. Bragg gibt für diese Größen in seiner neuesten bereits zitierten Arbeit die Zahlen 1,055 und 1,47 an, welche aus Versuchen mit der α-Strahlung desjenigen Radiumprodukts gewonnen sind, welches in gewöhnlicher Luft die maximale Strahlungsweite von 4,83 cm hat. Die erste Zahl stimmt mit unserer vollständig überein; die Nichtübereinstimmung der zweiten kann daraus erklärt werden, daß bei Braggs Versuchen CO_2 leicht etwas mit in das Gefäß hereindiffundierter Luft vermischt sein konnte, da sich der Meßkondensator im oberen Teile des Gefaßes befand. Bei unseren Versuchen befand sich der Kondensator am Boden des Zylinders V (Fig. 1, S. 337, diese Zeitschr.) und ein CO_2-Strom wurde über eine halbe Stunde hindurchgeführt, ehe mit den Messungen begonnen wurde. Unsere Messungen bestätigen das Braggsche Gesetz von der mittleren Quadratwurzel aus dem Atomgewicht besser, als seine eigenen.

3. *Bemerkung über die Messung der relativen Ionisationen durch α-Strahlen in verschiedenen Gasen.* Für die β- und γ-Strahlung, welche leicht sehr dicke Gas-

schichten zu durchdringen imstande sind, ist die relative Ionisation in verschiedenen Gasen durch das Verhältnis der Sättigungsströme definiert, wobei tacite vorausgesetzt wird, daß die Strahlung bei Versuchen in beiden Gasen dieselbe ist. Dies ist auch immer bei der gewöhnlichen Versuchsanordnung der Fall. Bei der α-Strahlung ist die Sachlage wesentlich anders, da diese Strahlungsart beim Durchgang durch Gasschichten verhältnismäßig sehr geringer Dicke verändert wird und ihre Eigenschaften, Geschwindigkeit und Ionisierungsvermögen stark ändert und zwar je nach der Natur des Gases bei Schichten derselben Dicke in verschiedener Weise. Es hat also die Definition der relativen Ionisierung nur dann einen Sinn, wenn es sich in beiden Gasen um Strahlen derselben Geschwindigkeit handelt. Daraus folgt, daß die relative Ionisation in verschiedenen Gasen eindeutig am einfachsten so zu bestimmen ist, daß man z. B. die maximalen Ionisationen an den Ionisierungskurven in zwei Gasen bei demselben Druck und Temperatur miteinander vergleicht, da diese in beiden Fällen einer und derselben Strahlungsart, die eben durch die maximale Ionisierungsfähigkeit definiert ist, entsprechen. Die aktive Substanz muß in einer außerordentlich dünnen Schicht vorhanden sein, wie dies z. B. beim Radiotellur oder Radium-C der Fall ist. Ist dies nicht erfüllt, so kommen aus der Oberfläche des Präparats viel geschwindere Strahlen heraus als aus seinen unteren Schichten, so daß man mit einem Gemisch von verschiedenartigen Strahlen zu tun hat. Der Meßkondensator muß, soweit dies die Empfindlichkeit der Messung zuläßt, eine womöglich kleine Dicke haben. Diesen Anforderungen entspricht nicht die gewöhnlich zur Bestimmung der relativen Ionisation angewandte Methode, wobei der aktive Stoff auf der unteren Platte eines ziemlich breiten Kondensators in Pulverform aufgeschüttet wird und zwar in einer Schicht, die weder sehr dünn, noch auch überall gleich dick ist. Dabei können außerdem die Resultate von den Dimensionen und der geometrischen Form des Kondensators abhängig sein.

Kehren wir nun zu unseren Versuchen zurück. Wenn wir die Ionisationen $\mathfrak{J}$ durch die relative Ionisation dividieren, so sollten die Maxima der so entstandenen $\mathfrak{J}$-Kurven, d. h. der strichpunktierten Kurven in Fig. 2 dieselbe Abszisse haben. Bei Luft von verschiedenem Druck ist dies ziemlich gut erfüllt, obgleich auch hier, wenn wir zu größeren Drucken fortschreiten, die entsprechenden Zahlen 34,1, 33,5 und 33,0 einen Gang zeigen.

Aber beim Sauerstoff bekommen wir die Zahl 30, bei der Kohlensäure sogar 28. Dies kann zwei Gründe haben: 1. Entweder sind die Struttschen Zahlen, die mittels der älteren Methode gewonnen worden sind, nicht gültig oder 2. war der Strom nicht gesättigt. Über die erste Ursache können wir vorläufig gar nichts entscheiden, solange keine Zahlen, die den gemachten Anforderungen entsprechen würden, vorhanden sind. Daß aber der zweite Umstand eine bedeutende Rolle spielen könnte, folgt aus den Versuchen von Bragg[1]), der in jüngster Zeit gezeigt hat, daß der Strom zu seiner Sättigung in komplexen Gasen wie CO_2 eine sehr hohe Spannung gebraucht. Was die Größenordnung anbelangt, so fand Bragg, daß der Strom im Äthylchlorid bei 600 Volt/cm ungefähr 75 Proz. des gesättigten betrug, wenn der Meßkondensator eine Dicke von 2—4 mm hatte und die Sättigungsstromstärke ca. $3 \cdot 10^{-13}$ Ampere/cm² war. Bei unseren Versuchen war der Potentialgradient 670 Volt/cm, die Dicke des Kondensators 3,5 mm und die Stromdichte ca. $1 \cdot 10^{-13}$ Ampere/cm². Wenn wir die Richtigkeit der Struttschen Zahlen, d. h. die Proportionalität zwischen Ionisation und Dichte des Gases, voraussetzen würden, so würde dem Strome beim O_2 etwa 9 Proz., bei CO_2 ca. 15 Proz. zur Sättigung fehlen. Die weiteren Versuche Braggs, der die Ursache dieser Erscheinung in der Anfangsrekombination („initial recombination") sucht, konnten wir nicht wiederholen, da wir mit unserer Versuchsanordnung nicht imstande waren, den Potentialgradienten bei gleicher Kondensatordicke beliebig zu ändern.

4. **Frühere Messungen der Absorption der α-Strahlung in Metallen.** Von Frau S. Curie[2]) und Herrn Rutherford mit Miss Brooks[3]) rühren einige Versuche über die Absorption der Poloniumstrahlung her, welche nach dem jetzigen Stande unserer Kenntnisse

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6), 11, 466, 1906.

2) Frau S. Curie, C. R. 130, 76, 1900. Cfr. „Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen", übersetzt von W. Kaufmann, Braunschweig 1904, S. 64 u. f.

3) E. Rutherford und Miß Brooks, Phil. Mag., Juli 1902 und Radioactivity, 2nd Ed., p. 161 u. f.

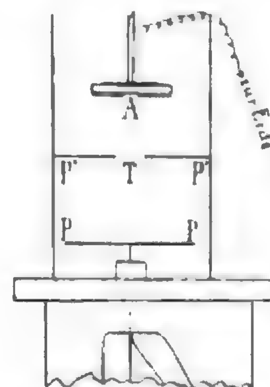


Fig. 3.

in etwas anderem Lichte erscheinen dürften. Die Versuchsanordnung der Frau Curie wurde durch die auf Fig. 3 veranschaulichte Einrichtung nachgeahmt: Die mit dem Elektroskop verbundene Platte PP von 5,8 cm Durchmesser und der Boden $P'P'$ eines zylindrischen Blechgefäßes bilden zusammen einen Kondensator von 3 cm Dicke, die auch von Frau Curie benutzt wurde. Die Strahlung, welche von einer zentralen kreisrunden Fläche A von 0,8 cm Durchmesser ausgeht, gelangt in den Kondensator durch die Öffnung T (Durchm. = 1,4 cm), welche mit feiner Metallgaze bedeckt ist. Das aktive Präparat konnte mit einem oder mehreren der früher verwendeten Metallblätter bedeckt werden, die mittels eines Ringes und 3 Klammern an A festgehalten wurden.

Wir stellten uns die Aufgabe, zu zeigen, daß die Resultate, welche mit dieser oder einer ähnlichen Anordnung erhalten werden, nicht eindeutig sind und sich aus der Form der Ionisationskurven leicht voraussagen lassen. Frau Curie fand experimentell, daß (S. 65, l. c.) „die Poloniumstrahlen um so absorbierbarer sind, je dicker die schon durchstrahlte Schicht von Materie ist. Dieses merkwürdige Absorptionsgesetz steht im Widerspruch mit dem für die andern Strahlungen bekannten". Und weiter (S. 66): „Wenn man die strahlende Substanz mit einem Aluminiumblatt von 0,01 mm Dicke bedeckt, so ist die dadurch hervorgerufene Absorption um so größer, je größer die Entfernung AT. Legt man auf das erste Aluminiumblatt ein gleiches zweites, so absorbiert jedes Blatt einen Bruchteil der auffallenden Strahlung; dieser Bruchteil ist für das zweite Blatt größer als für das erste, so daß das zweite stärker absorbierend erscheint."

Diese Sätze werden durch die Versuche von Frau Curie bestätigt; auch die folgenden Zahlen einer von unseren Beobachtungsserien, bei welcher $PP' = 3$ cm war, sind damit in Übereinstimmung:

Entfernung AT . .	3,5	3,0	2,5	2,0	1,0	0,3 cm
Von 1 Aluminiumbl.	0	30	50	63	86	100
„ 2 „	0	0	10	25	48,5	64

durchgelassene Strahlung in Prozenten der auffallenden.

Zur Erklärung dieser Versuche genügt es, sich der Form der Ionisationskurven zu erinnern. In Fig. 4 sind dieselben für einen genügend engen Kondensator (I) und für ein (II) oder zwei (III) absorbierende gleiche Aluminiumblätter schematisch aufgezeichnet. Wenn der Kondensator breit ist, so kommt kein ausgesprochenes Abszissenmaximum zustande, wie aus dem I. Teile unserer Studie ersichtlich ist, und wie auch für $PP' = 3$ cm der direkte Versuch ergab. Dann haben die Ionisationskurven ungefähr die Form des Teiles AB auf Fig. 4.

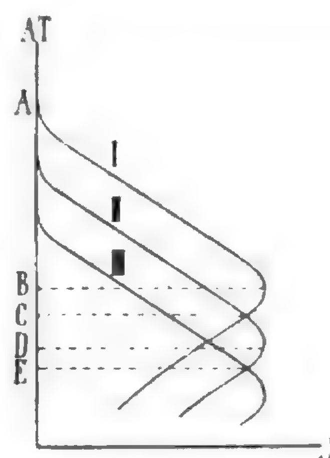


Fig. 4.

Die Sätze von Frau Curie lassen sich dann aus diesem Teile der Figur direkt ablesen. Bei unserem Versuch mit viel dünneren Blättchen kamen wir bis ungefähr zum Punkte C, und deshalb äußert bei der Entfernung $AT = 0{,}3$ cm das erste Blättchen scheinbar gar keine Absorption. Wenn wir aber den Kondensator enger wählen, damit das Maximum auf den Kurven ausgesprochen erscheine, so können wir leicht erzielen, daß die Aluminiumschicht die Strahlung scheinbar verstärkt, also eine negative Absorption äußert. So war z. B. bei $PP' = 1{,}2$ cm, $AT = 1{,}1$ cm der Strom im Kondensator ohne Aluminiumblatt gleich 37,0, mit einem Blättchen 42,1, mit zweien 38,5, so daß die durchgelassene Strahlung beim ersten Blatt 111 Proz. der auf ihn auffallenden beträgt, beim zweiten 91,5 Proz. der auffallenden, 104 Proz. der ursprünglichen. Dies vielleicht durch eine Sekundärstrahlung erklären zu wollen, wäre unnütz, wie ein Blick auf Fig. 4 lehrt. Es ist klar, daß wir uns ungefähr an der Stelle D der Ionisationskurven befinden. Wenn unsere Erklärung richtig ist, so muß man durch eine weitere Annäherung des Präparats erzielen können, daß auch beim zweiten Blatt eine negative Absorption hinsichtlich der auf ihn auffallenden Strahlung stattfindet. Dies ergab wirklich der Versuch; wenn AT gleich 0,7 cm war, so bekamen wir für die Ströme ohne, mit einem oder mit zwei Aluminiumblättern die Werte 65,3, 74,3 und 76,3, wie dies für Entfernungen AT, die kleiner als E sind, nach der Fig. 4 notwendig der Fall sein muß.

Die Sätze von Frau Curie sind also Spezialfälle, die nur für eine bestimmte Dicke des Kondensators und der Absorptionsblättchen, sowie für einen bestimmten Abstand AT des Präparats gültig sind. Die von Frau Curie angewandte Methode ist nicht geeignet, um Naturkonstanten für die Absorption der α-Strahlen in Metallen zu bestimmen.

Frau Curie machte auch weitere Versuche,

wobei das aktive Präparat direkt auf der Öffnung T entweder außerhalb oder innerhalb des Kondensators auflag ($AT = 0$), wobei dann die Absorptionsblättchen auf das Präparat gelegt wurden. Diese Versuchsanordnung ist derjenigen des Hrn. Rutherford analog, wobei auch der aktive Stoff auf der Innenseite der unteren Kondensatorplatte ausgebreitet war. Der einzige Unterschied ist nur der, daß Rutherford eine (ca. 30 cm²) große, Frau Curie (wenigstens nach Fig. 8 ihres zitierten Buches zu urteilen) dagegen eine kleine strahlende Fläche benutzte. Wir ahmten diese Versuchsanordnungen dadurch nach, daß die Öffnung T (Fig. 3) mit einem starken Metallblatt verschlossen, und das mit einem passenden Schirm bedeckte Präparat auf die Platte PP gelegt wurde.

Frau Curie bekam (l. c. S. 68) für die Durchlässigkeit von 7 sehr dünnen Aluminiumblättern die Zahlen 0,69, 0,94, 0,95, 0,91, 0,92, 0,93, 0,91, die also, wenn man von der ersten absieht, fast konstant sind, wogegen Rutherford mit Miß Brooks bei Benutzung dickerer Aluminiumblätter die sehr stark abfallenden Zahlen 0,41, 0,31, 0,17, 0,067 erhielten. Unsere Versuche mit kleiner strahlender Fläche (Durchmesser 0,8 cm) zeigten, daß wir nach Belieben zuerst fallende oder steigende Zahlen bekommen können je nach der Dicke PP' des Kondensators. Bei $PP' = 2{,}6$ cm bekamen wir die Zahlen 0,67, 0,62, 0,52, 0,46, 0,30, 0,0, bei $PP' = 0{,}8$ cm die Zahlen 0,66, 0,67, 0,69, 0,54, 1,12, 0,0. Bei sehr geringer Dicke der absorbierten Blättchen würden die ersten Zahlen fast konstant sein. Das Ansteigen von 0,54 zu 1,12 in dieser zweiten Serie wurde dadurch verursacht, daß beim Auflegen des fünften Blättchens die stark ionisierenden Enden aller Strahlen in das Innere des Kondensators hineingelangten; jedes von den Aluminiumblättchen ist nämlich einer Luftschicht von ungefähr 0,7 cm äquivalent, so daß vom Strahlungsbereich 4,1 cm nach Abzug von $5 \times 0{,}7$ etwa 0,6 cm als Strahlungsweite der α-Strahlen übrig bleiben. Bei Versuchen mit einer größeren strahlenden Fläche (Durchm. 2,8 cm, Fläche 6 cm²) erhielten wir bei $PP' = 2{,}8$ cm die Zahlen 0,73, 0,62, 0,54, 0,46, 0,32, 0,0 und bei $PP' = 0{,}8$ cm die Zahlen 0,66, 0,69, 0,61, 0,49, 0,26, 0,0.

Aus allen diesen Versuchen geht nur das hervor, daß die Methoden der Frau Curie und des Hrn. Rutherford nicht geeignet sind, um allgemein gültige Beziehungen bezüglich der Absorption der α-Strahlen zu ergeben, was eben dadurch verursacht ist, daß sich die Eigenschaften, insbesondere das Ionisierungsvermögen der Strahlen mit der Länge der im Gase durchgelaufenen Strecke so stark ändern. Bei der Untersuchung von β- oder γ-Strahlen sind sie freilich vollständig am Platze und leisten vorzügliche Dienste.

Beim Radium im radioaktiven Gleichgewicht, wo die α-Strahlung noch viel komplexer ist als beim Radiotellur, gilt selbstverständlich das gleiche. Daraus ist zu folgern, daß kaum die Ansicht Rutherfords (Radioactivity, p. 162) für gültig angesehen werden kann: „Thus, for radium, over a wide range, the current decreases according to an exponential law with the thickness of the screen or $i/i_0 = e^{-\lambda d}$, where i is the current for a thickness d, and i_0 the initial current.“ Die Zahlen für die relative Durchlässigkeit, aus denen er dies folgert, variieren ja zwischen 0,36 und 0,60, und dieses Schwanken kann man sicherlich nicht Beobachtungsfehlern zuschreiben, sondern es ist durch die Natur der Sache selbst bedingt.

5. **Bemerkung über die Messung des Verlaufs von radioaktiven Transformationen vermittels α-Strahlen.** Es erscheint uns keineswegs überflüssig, eine Bemerkung einzufügen über die Methoden, mittels welcher der Verlauf radioaktiver Umwandlungen gemessen wird bei Produkten, die entweder ausschließlich oder doch vorwiegend α-Strahlen aussenden. Wir haben gesehen, wie groß die Bedeutung der Dimensionen oder der geometrischen Form des Kondensators bei der Bestimmung der Absorption sein kann.

Ganz im Gegenteil sind wir vollständig berechtigt, den zeitlichen Abfall oder das Anwachsen der α-Strahlenemission eines aktiven Präparats in einer beliebig gestalteten und beliebig dimensionierten Ionisationskammer zu messen, vorausgesetzt, daß diese während der ganzen Messung ungeändert bleibt. Die so erhaltenen Resultate sind eindeutig, was aus dem im I. Teile unserer Studie bewiesenen Satze folgt, daß durch das Altern des Präparats die Strahlungsweite der emittierten Strahlung ungeändert bleibt, und sich nur die Anzahl der ausgesandten α-Partikeln ändert. Wenn sich aber im Laufe der Zeit der Charakter der Strahlung ändert, d. h. ein neues aktives Produkt mit anderer Strahlungsweite der α-Strahlen bilden sollte, so verschwindet die Unabhängigkeit der Resultate von der Form und Dimensionen der Ionisationskammer, und wir müssen dann, um richtige Data über die Änderung der Totalintensität der Strahlung zu bekommen, Ionisationsgefäße (Kondensatoren) anwenden, deren Dimensionen so groß sind, daß keine der α-Strahlungen bis zu den Wänden gelangen kann. Die allerdings weniger empfindliche Methode der Ionisationskurven führt auch in diesem Falle zu richtigen Resultaten, wie es klassisch Fig. 1 in der S. 630 sub 4 zitierten Arbeit

des Herrn Bragg für das Reifen des geglühten Radiums zu aktivem Gleichgewicht zeigt.

6. Einige weitere Versuche über die Absorption der α-Strahlung. Um den Charakter der Absorption bei chemisch komplizierteren Stoffen, als Metalle und Gase es sind, zu untersuchen, wurde nach Braggs Methode eine Ionisationskurve aufgenommen, wobei das Präparat mit einem Aluminiumblatt bedeckt war, auf welchem eine dünne Schicht von Kollodium aufgetragen war. Ebenso wie früher äußerte sich die Absorption durch Erniedrigung der Ionisationskurve. Weitere Berechnungen anzustellen war nicht möglich, da sich die Dicke der Kollodiumschicht nicht bestimmen ließ.

Da es nicht unmöglich ist, daß die α-Strahlung eine Sekundärstrahlung zur Folge hat, so wurden zwei Ionisationskurven aufgenommen, wobei zwei Blättchen — eins aus *Al*, das andere aus *Au* — zugleich zwischen das Präparat und den Röhrchenschirm eingeschoben waren, indem einmal das *Al*-Blatt, das zweitemal das *Au*-Blatt am aktiven Präparate auflag. Die beiden Kurven fielen in den Grenzen der Beobachtungsfehler fast vollständig überein, indem die Punkte auf dem geradlinigen Teile der Kurve eine Ordinatendifferenz von höchstens 0,3 mm zeigten, was schon ungefähr an der Genauigkeitsgrenze bei der Bestimmung des Abstandes zwischen dem Präparat und dem Kondensator liegt. Ein ähnliches Resultat ergab die Kombination *Pt*—*Al*. Daraus ist also zu folgern, daß, wenn eine bei verschiedenen Metallen verschieden intensive Sekundärstrahlung der α-Strahlen existiert, ihr Effekt nach dem Durchlaufen der Luftstrecke von 1,8 cm Länge und des elektrischen Feldes im Schutzkondensator kleiner ist, als daß er sich mittels der Methode der Ionisationskurven unzweideutig feststellen ließe. Allerdings muß aber zugegeben werden, daß diese Methode wegen der kleinen Neigung des geradlinigen Teiles der Kurven zur Abszissenachse zum Nachweise der Sekundärstrahlung wenig geeignet ist.

7. Über die Abhängigkeit der Absorption von der Geschwindigkeit der α-Strahlen. Um feststellen zu können, ob die Absorption der α-Strahlen in Metallen von ihrer Geschwindigkeit abhängig ist, wurden Ionisationskurven aufgenommen einmal, wenn das absorbierende Metallblättchen dicht auf dem aktiven Präparate auflag, und dann, wenn es auf die obere Platte des Schutzkondensators gelegt wurde. In diesem zweiten Falle lag der geradlinige Teil der Kurve stets und zwar um mehr als zwei mm höher als im ersten Falle, wie bei *Al*, *Cu* und *Pt* nachgewiesen wurde. Bei diesen Versuchen war aber die Entfernung des Blättchens vom Präparat veränderlich, also die Bedingungen des Versuchs kompliziert. Um dies zu umgehen, wurde ein Blechrähmchen mit kreisrunder Öffnung auf drei Füßchen konstruiert, welches mit dem Röhrchenschirm fest verbunden wurde, so daß das darauf festgeklebte absorbierende Blättchen in allen Lagen des Präparats sich in der konstanten Entfernung von 1,9 cm vom Radiotellur befand. Der Versuch mit einem Aluminiumblatt ergab, daß die Ionisationskurve, welche 0,71 cm unter der Luftkurve liegt, um 0,07 cm gehoben wird, wenn das absorbierende Metallblättchen in die konstante Entfernung von 1,9 cm vom Präparat gebracht wird; bei Platin verminderte sich dadurch die Erniedrigung der Kurve (0,963 cm) um 0,12 cm. Nach dem im § 6 angeführten Versuche mit der Umkehrung der Reihenfolge des *Al*-*Au*-Blattes kann man diesen Effekt — die Hebung der erniedrigten Ionisationskurve — nicht einer Sekundärstrahlung zuschreiben, weil diese z. B. bei Platin bis zu 100 Proz. der ursprünglichen Strahlung betragen müßte. Außerdem kann man nach den Versuchen von J. J. Thomson[1]), Rutherford[2]) und den weiter unten zu erwähnenden eigenen keine sekundäre β-Strahlung erwarten, die ein nennenswertes Durchdringungsvermögen hätte, und es müßte also dieselbe eine kleine Geschwindigkeit haben und sich durch ein elektrisches Feld leicht wegbiegen lassen. Wenn wir also das absorbierende Blatt auf die obere Platte des Schutzkondensators legen und in diesem ein elektrisches Feld hervorbringen und zwar in der Weise, daß die obere Platte einmal positiv, das andere Mal negativ geladen ist, so wird dieses Feld im ersten Falle die β-Sekundärstrahlen — falls welche überhaupt existieren — zurückhalten, im zweiten Falle aber beschleunigen und in den Meßkondensator hineintreiben. Die Ionisationskurven müßten in den beiden Fällen gegeneinander verschoben sein und zwar um wenigstens so viel, wie wenn das absorbierende Blatt einmal am Präparat, das andere Mal auf der oberen Platte des Schutzkondensators sich befindet, also in den Ordinaten um 2 mm. Ein sehr sorgfältig durchgeführter Versuch, wobei darauf geachtet wurde, daß das Feld im Schutzkondensator zwar eine Umkehr-, aber keine Intensitätsänderung erleide, ergab, daß die mögliche Ordinatendifferenz höchstens 0,2 mm betrug, was schon vollständig im Gebiete der Beobachtungsfehler liegt. Die Ursache, warum die Erniedrigung der Ionisationskurve kleiner ist, wenn das absorbierende Blättchen vom Präparate entfernt ist, liegt also in der Abhängigkeit der Absorption in Metallen

1) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **13**, 39, 1905.
2) E. Rutherford, Phil. Mag. **10**, 193, 1905; cfr. Radioactivity, S. 151.

von der Geschwindigkeit der α-Strahlen. Nach den schon angeführten Zahlenangaben wird das Atomabsorptionsvermögen von Aluminium ungefähr um 10 Proz., von Platin um ca. 12,5 Proz. vermindert, wenn die Strahlen, bevor sie in das Metall eindringen, eine Strecke von 1,9 cm in der Luft zu durchlaufen haben. Dadurch ist aber nach den Messungen von Rutherford[1]) (an den α-Strahlen des Radium-C) ihre Geschwindigkeit um ca. 11 Proz. kleiner geworden. Diese numerische Übereinstimmung ist sehr bemerkenswert. Die langsameren Strahlen werden also weniger absorbiert. Das ist gerade das Gegenteil davon, was Frau Curie gefunden hat, daß die Strahlen desto absorbierbarer erscheinen, je dicker die schon durchstrahlte Schicht von Materie ist, und auch das Gegenteil zum Verhalten der β-Strahlen, wo nach Durchdringung von dicken Schichten schnellere Strahlen übrig bleiben, die weniger absorbierbar sind als die langsameren. In der S. 630 zitierten Arbeit von Bragg und Kleeman findet sich eine Bemerkung, die durch unsere Versuche aufgeklärt erscheint; es heißt dort (Seite 337): „Several other points arose in the course of the experiments, which deserve further inquiry. For instance, the metal films did not cause exactly the same drop throughout all the curve; the slower α-particles were a little less affected than the swifter."

Ein Punkt in der Diskussion unserer Resultate braucht noch eine Aufklärung: Bragg bestimmte die Atomabsorptionsvermögen mittels der α-Strahlung des Radium C, die in Luft eine Strahlungsweite von 7 cm hat und demnach aus um 12 Proz. schnelleren α-Partikeln besteht, als die Strahlung des Radiotellurs mit der Strahlungsweite von ca. 4,15 cm. Es sollten demnach seine Zahlen (die rund eingeklammerten Zahlen in Tabelle II) um ca. 12 Proz. größer sein als unsere und dennoch sind sie im Mittel um ca. 3 Proz. kleiner. Die einzige mögliche Erklärung liegt in der relativ kleinen Genauigkeit der Messungen und weiter darin, daß er Metallschichten benutzte, welche bis 3 und 4 cm Luft äquivalent waren, so daß die mittlere Geschwindigkeit der Strahlen im Metall von der unsrigen wenig verschieden war. Außerdem sind seine neueren Angaben (die eckig eingeklammerten Zahlen in Tab. 2), die wahrscheinlich mit dem Produkt des Radiums mit einer Strahlungsweite von ca. 4,8 cm erhalten wurden, von den älteren fast gar nicht verschieden.

Von einer Erscheinung, die möglicherweise einen Teil der Ursache darstellen könnte, warum die Ionisationskurve durch das Entfernen des Metallblättchens vom Präparat gehoben wird, — nämlich von der Zerstreuung der Strahlen beim Durchgang durch die Materie — wird im weiteren Teile unserer Studie die Rede sein.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 10, 163, 1905.

8. Zur Braggschen Bestimmung der Atomabsorption von Gasen. Wenn wir die Atomabsorptionsvermögen als Funktion der mittleren Quadratwurzeln aus dem Atomgewicht graphisch auftragen, so entsteht, wie schon Bragg gefunden und wie aus dem § 1 dieser Abhandlung folgt, sehr nahe eine durch den Nullpunkt gehende gerade Linie. Seltsamerweise bekam Bragg eine gerade für Metalle und eine andere, weniger zur Achse der Quadratwurzeln geneigte für Gase. Auf Grund der Ausführungen im § 7 sind wir imstande dies zu erklären. Die Ursache liegt darin, daß bei der Bestimmung der Erniedrigung der Ionisationskurve von Metallen und Gasen nicht α-Strahlen derselben Geschwindigkeit benutzt wurden. Die Strahlungsweite der von Bragg benutzten Strahlen betrug ca. 7,0 cm, die mittlere Erniedrigung der Kurve bei Metallen ca. 2,8 cm, so daß die mittlere Geschwindigkeit der bei den Metallen benutzten Strahlen der Strahlungsweite $7-2,8/2 = 5,6$ cm entspricht, und nach Rutherford $0,944\ V_0$ beträgt, wo V_0 die Geschwindigkeit der Strahlen von 6,7 cm Strahlungsweite bedeutet. Bei den Gasen wirkt absorbierend die ganze zwischen Präparat und Kondensator befindliche Gasschicht, so daß die mittlere Strahlungsweite der benutzten Strahlen $7,0/2 = 3,5$ cm beträgt, was einer Geschwindigkeit von $0,85\ V_0$ entspricht. Die bei den Metallen benutzten Strahlen sind also um ca. 11 Proz. schneller und müssen also nach unseren Ausführungen zu einer um ca. 11 Proz. größeren Zahl für die Atomabsorption führen als bei den Gasen. Und wirklich ergibt sich aus der Fig. 3 auf Seite 337 der Braggschen Abhandlung (zitiert S. 360 sub 4), daß der Proportionalitätsfaktor zwischen Atomabsorption und mittl. Quadratwurzel aus dem Atomgewicht bei den Metallen, der gleich ist $3,95/3,5 = 1,13$ um ca. 11 Proz. größer ist als derjenige bei Gasen ($3,55/3,5 = 1,02$). Dadurch ist bewiesen, was eigentlich zu erwarten war, daß die Abhängigkeit (angenäherte Proportionalität) der Atomabsorption von der mittleren Quadratwurzel aus dem Atomgewicht dieselbe ist bei Metallen und Gasen und vom Aggregatzustand der Materie nicht beeinflußt wird.

9. Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Absorption der α-Strahlung des Radiotellurs in Metallen und Gasen äußert sich — nach der Braggschen Methode untersucht — gerade so, wie die Absorption der α-Strahlen des Radiums und seiner Produkte, in der Erniedrigung der Ionisationskurve.

2. Das Atomabsorptionsvermögen („stopping power") ist angenähert proportional der mittleren Quadratwurzel aus dem Atomgewichte und hat fast dieselben Werte wie beim Radium-*C*. Es erscheint sehr wahrscheinlich, daß der Proportionalitätsfaktor mit steigendem Atomgewicht etwas wächst.

3. Bei einem und demselben Gase (Luft) sind die denselben Geschwindigkeiten der α-Strahlen entsprechenden Strahlungsweiten den Drucken (Dichten) proportional.

4. Bei verschiedenen Gasen (Luft, O_2, CO_2) sind die denselben Geschwindigkeiten der α-Strahlen entsprechenden Strahlungsweiten sehr genau umgekehrt proportional mit den mittleren Quadratwurzeln aus den Atomgewichten.

5. Die von Frau Curie und Herrn Rutherford angewandte Meßmethode ist zur Bestimmung physikalischer Konstanten über die Absorption der α-Strahlen wenig geeignet, da es sich um Gemische von α-Strahlen sehr verschiedener Geschwindigkeiten handelt. Die früheren Resultate lassen sich leicht aus der Form der Ionisationskurven erklären.

6. Die zur Bestimmung des Verlaufs radioaktiver Transformationen mittels α-Strahlen bisher angewandte Methode ergibt eindeutige Resultate, wenn die Form und die Dimensionen der Ionisationskammer und des Präparats, sowie der Charakter und somit die Strahlungsweite des Präparats innerhalb der Messung sich nicht ändern.

7. Die Absorbierbarkeit der α-Strahlen ändert sich mit ihrer Geschwindigkeit und ist wahrscheinlich derselben proportional; die Atomabsorption wächst mit wachsender Geschwindigkeit der Strahlen.

8. Die Abhängigkeit der Atomabsorption von der mittleren Quadratwurzel aus dem Atomgewicht ist dieselbe bei Metallen und Gasen und wird vom Aggregatzustand der Materie in keiner Weise beeinflußt.

Herrn Hofrat Prof. Dr. Strouhal gebührt unser aufrichtigster Dank, daß er uns gestattete, die Versuche in seinem Institut auszuführen.

Phys. Institut der böhm. Universität Prag, Anfang Juni 1906.

(Eingegangen 24. Juli 1906.)

Die Möglichkeit einer durch zentrifugale Beschleunigung erzeugten elektromotorischen Kraft.

Von E. F. Nichols.

Die Elektronentheorie weist auf drei Vorgänge hin, nach denen die Leitung von Elektrizität in Metallen stattfinden kann: Erstens können nämlich die negativen Ladungen beweglich und die positiven fest sein, zweitens können die positiven Ladungen beweglich und die negativen fest und drittens schließlich können beide Ladungen in demselben oder in verschiedenem Maße beweglich sein und an der Leitung teilnehmen.

Wenn wir von den positiven und negativen Ladungen annehmen, daß sie im freien Zustande in einem Metall die Trägheit besitzen, mit denen wir sie bei der Entladung in Gase verbunden finden, und daß ferner die Leitfähigkeit irgendeines Metalles ein Maß für die Beweglichkeit der Ionen und die Anzahl der freien Ladungen pro Volumeinheit ist, so könnten wir erwarten, daß die Verteilung der freien Ladungen in einem metallischen Körper durch mechanische Beschleunigungen sowie durch rein elektromotorische Kräfte beeinflußt würde.

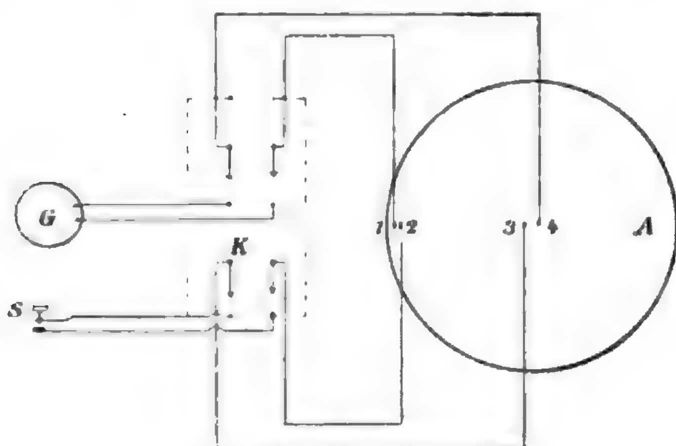
Die Annahme, daß die Verhältnisse $\frac{e}{m}$, die man bei Gasen findet, auch für freie positive und negative Ladungen in einem Metall gelten, wird durch die Beobachtung bekräftigt, daß stets dann, wenn derartige Ladungen aus Metallen in ein Gas hineingetrieben werden, gleichviel ob durch elektromotorische Kraft wie bei Kanal- und Kathodenstrahlen, durch Wärme, ultraviolette Strahlung, Röntgenstrahlen oder durch radioaktive Vorgänge, diese Verhältnisse im wesentlichen von derselben Größenordnung, wie die in ionisierten Gasen gefunden sind.

Wenn wir eine schnell rotierende Metallscheibe betrachten, so kann die zwischen dem Mittelpunkt und dem Rande zu erwartende Potentialdifferenz leicht abgeschätzt werden, wenn wir annehmen, daß entweder das positive oder das negative Ion fest und das andere beweglich ist. Wenn daher r der Radius, ω die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe, und m die Masse des freien Ions ist, so stellt $\frac{mr^2\omega^2}{2}$ die mechanische Arbeit dar, die gegen die Zentrifugalkräfte bei der Beförderung des Ions von dem Umfange nach dem Mittelpunkte der Scheibe ausgeübt wird. Wenn dann V die angenommene zentrifugale Potentialdifferenz zwischen Mittelpunkt und Rand und e die Ladung des Ions ist, so erhalten wir

$$V = \left(\frac{m}{e}\right)\frac{r^2\omega^2}{2}.$$

Wenn wir annehmen, daß bei dem negativen Ion $\frac{e}{m} = 10^{-7}$ ist und 10^{-4}, der größte bisher beobachtete Wert, für das positive Ion gilt, wenn ferner $r = 10$ cm und n, die Anzahl der Umdrehungen pro Sekunde, 100 beträgt, so ist V für das negative Ion ungefähr 10^{-8} Volt und 10^{-5} Volt für das positive.

Bei dem von mir unternommenen Versuche wurde eine Aluminiumscheibe *A* (Fig. 1) von



21 cm Durchmesser und 4 mm Dicke auf die Welle einer Luftturbine aufgesetzt und mit hoher Geschwindigkeit zur Rotation gebracht. Vier Kontaktbürsten 1, 2, 3 und 4 aus Aluminiumdraht berührten, wie angegeben, die Scheiben längs eines Durchmessers. Um jede Potentialdifferenz zwischen Mittelpunkt und Umfang auszuschalten, die etwa auf Rechnung der Rotation der Scheibe im Magnetfeld der Erde hätte kommen können, wurde die Ebene der Scheibe in dem magnetischen Meridian angebracht und die Kontakte auf eine Linie eingestellt, die senkrecht zu der Richtung der gesamten Magnetkraft war.

Mit Hilfe des Kommutators *k* konnte das eine oder andere der beiden Kontaktpaare 1,4 und 2,3 durch das Galvanometer *G* miteinander verbunden und das andere Paar nach Wunsch durch den Schlüssel *S* kurz geschlossen werden. Zu jeder Zeit konnte der Widerstand in den beiden Stromkreisen durch eine einfache nicht angegebene Verbindung gemessen werden, durch die der eine oder andere zu einem Zweig der Wheatstoneschen Brücke gemacht werden konnte. Bei diesen Widerstandsmessungen wurde die in die Brücke eingeführte Potentialdifferenz niemals größer als 10^{-6} Volt, eine mit der bei dem Experiment gesuchten vergleichbare elektromotorische Kraft. Diese Widerstände wurden sowohl dann gemessen, wenn die Scheibe ruhte, als auch dann, wenn sie mit voller Geschwindigkeit lief. Die Widerstände bei feststehender Scheibe variierten zwischen 0,5 und 2 Ohm und bei Rotation mit voller Geschwindigkeit zwischen 5 und 15 Ohm. Die Zunahme des Widerstandes bei bewegter Scheibe kam fraglos auf Rechnung von Vibrationen, die die Bürsten daran hinderten, die Scheibe fortdauernd zu berühren.

Das Galvanometer *G* war von der Thomsonschen 4-Spulenform; es war für den Versuch eigens konstruiert und mit 5 Zylindern aus weichem Eisen kräftig gepanzert. Sein Widerstand betrug in der benutzten Form 1,4 Ohm und seine volle Periode 3 Sekunden, während seine Empfindlichkeit zwischen 2 und 3×10^{-10} Ampere pro Skalenteil Ablenkung variierte.

Vor der Ausführung der Beobachtungen zum Zwecke der Feststellung des gesuchten Zentrifugalpotentials wurde die Scheibe in Bewegung gesetzt und allmählich zu ihrer Normalgeschwindigkeit (100 oder mehr Umdrehungen in der Sekunde) gebracht. Die Widerstände beider Kontaktkreise wurden gemessen und ein Kontaktkreis durch das Galvanometer hindurch geschlossen, während der andere durch den Schlüssel hindurch geschaltet wurde. Die Beobachtungen wurden in der Weise ausgeführt, daß man die Einwirkung auf die Galvanometerablenkung beobachtete, die durch ein momentanes Schließen des Schlüssels *S* verursacht wurde. Jeder auf Rechnung eines Zentrifugalpotentials kommende Strom im Galvanometer würde auf diese Weise durch den Schlüssel hindurch kurzgeschlossen und eine entsprechende Veränderung der Ablenkung beobachtet worden sein.

Diese Methode wurde gewählt, um so weit wie möglich die großen thermoelektrischen Störungen auszuschalten, die durch die Reibung der Bürsten an der Scheibe verursacht wurden.

In einem Apparat wie der eben beschriebene ist der Temperaturunterschied zwischen Mittelpunkt und Rand der Platte, soweit er lediglich auf Rechnung der Luftreibung kommt, nur gering, und die Erhitzung der ganzen Peripherie der Scheibe durch die Reibung der Bürsten kann kaum ein Hundertstel des Wärmeeffekts an den Bürsten selbst betragen. Der Hauptsitz thermoelektrischer Kräfte würde daher zwischen den äußeren Bürsten und der Scheibe liegen. Wenn demnach die Kontakte 1 und 4 durch das Galvanometer hindurch geschlossen sind, so würde der sich ergebende Wärmestrom durch Schließen des Schlüssels *S* und Kurzschließen der Kontakte 2 und 3 nicht beeinflußt werden, da eine elektromotorische Kraft zwischen der Bürste 1 und der darunter befindlichen Platte durch diese Nebenleitung nicht entladen werden kann. Außerdem ist der Widerstand der Platte so niedrig und der Kontaktwiderstand 2 und 3 im Vergleich dazu so groß, daß der gesamte Widerstand im Galvanometerstromkreis durch Schließen von *S* nicht merklich verändert werden würde.

Die einzige thermische elektromotorische Kraft, deren Strom durch Schließen der Nebenleitung aus dem Galvanometer hätte teilweise ausgeschaltet werden können, würde die Thomsonsche elektromotorische Kraft in der Platte selbst sein, die auf Rechnung von Temperatur-

differenzen zwischen Mittelpunkt und Rand der Scheibe kommt. Die Absicht, diese Wirkung zu verkleinern, war der einzige Grund, weswegen ich eine Aluminiumplatte wählte, da Aluminium für einen derartigen Zweck manchen Nachteil besitzt. Es steht jedoch, was die Reinheit dieses Thomson-Effektes anbelangt, dem Blei (ein Material, das für den vorliegenden Versuch ganz ungeeignet war) am nächsten.

Während der Bewegung der Scheibe wurde das Galvanometer stets aus seiner Nullstellung bedeutend abgelenkt und zwar oft um 500 Skalenteile und darüber. Die Ablenkung variierte fortdauernd und manchmal auch plötzlich um 100 Teilstriche. Diese veränderliche Ablenkung wurde durch die thermoelektromotorische Kraft und den Kontaktwiderstand erzeugt. Als Ergebnis vieler Beobachtungen wurde jedoch keine beständige Ablenkung von mindestens 15 Skalenteilen (der kleinsten Veränderung, die sich mit Sicherheit hätte feststellen lassen) bei dem Herabdrücken der Schlüssel beobachtet.

Wenn wir das positive Ion als frei und das negative als fest ansehen und den ungünstigsten Fall annehmen, daß nämlich die Masse des negativen Ions im Aluminium nicht größer als die eines Wasserstoffatoms ist, was ein Zentrifugalpotential von 10^{-8} Volt ergeben würde, so müßte bei den Versuchsbedingungen ein Schließen des Stromschlüssels eine Veränderung der Galvanometerablenkung von der Größenordnung von 1000 Skalenteilen ergeben haben.

Wenn daher die Annahmen, auf denen die vorliegenden Versuche beruhen, richtig sind, so zeigt das Ergebnis, daß die positiven Ionen nicht die Hauptträger des elektrischen Stromes im Aluminium sind.

Der Apparat in seiner gegenwärtigen Form ist weder von genügender Empfindlichkeit noch von der erforderlichen Stabilität, um ein Zentrifugalpotential von 10^{-8} Volt festzustellen, wie dies die Annahme freier negativer und fester positiver Ionen erfordert. Eine neue Rotationsvorrichtung, die größere Rotationsgeschwindigkeit und höhere Stabilität zu erreichen ermöglicht, wird augenblicklich konstruiert, und mit ihrer Hilfe besteht einige Hoffnung, eine befriedigende Antwort auf letztgenannte Annahme zu erhalten, wie sie mit der vorliegenden Versuchsanordnung nicht erzielt werden konnte.

Ich bin Herrn Dr. S. R. Williams für seine geschickte und geduldige Unterstützung bei dem bisherigen Fortgang dieses schwierigen Versuches zu Danke verpflichtet.

Phönixsche physikalische Laboratorien der Columbia-Universität New York, Juli 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 30. Juli 1906.)

Beiträge zur Kenntnis des Barretters.

Von K. E. F. Schmidt.

Das von Fessenden als „solid barretter" bezeichnete Hitzdrahtinstrument[1]) ist von verschiedenen Autoren[2]) für quantitative Arbeiten auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie mit so gutem Erfolg benutzt, daß es mir lohnend erschien, das Instrument genauer zu untersuchen, da in der Literatur kaum etwas darüber bekannt gegeben ist.

Zunächst habe ich durch meinen Assistenten Herrn Rautenkrantz Messungen über die Abhängigkeit der Widerstände von dem den Barretter durchfließenden Strom in meinem Laboratorium ausführen lassen.

Aus einer Zahl von 20 von uns hergestellten Barrettern wurden zwei herausgegriffen (Nr. 35 und 36) und für diese mit Hilfe eines Feußnerschen Kompensationsapparates der Widerstand bei Stromdurchgang bestimmt.

Die Tabelle I gibt die erhaltenen Resultate:

Tabelle I.

Belastungsstrom	B_{35}	B_{36}	ϑ
$i = 0{,}00\,359_7$ Amp.	$w = 51{,}794$ Ohm	$w = 42{,}875$ Ohm	17 °C
395_7 „	55,789 „	45,869 „	16,6 „
438 „	61,014 „	50,136 „	16,6 „
491 „	67,488 „	56,109 „	16,6 „

Tabelle II.

Belastungsstrom	B_{35}	B_{36}	Temperatur d. Bades ϑ_u	ϑ_o
$i = 0{,}00\,387$ Amp.	$w = 57{,}371$ Ohm	$w = 47{,}615$ Ohm	52,8 53,3	53,5 54,0
423_9 „	61,603 „	51,098 „	53,6	54,3
496_3 „	69,892 „	58,791 „	53,8	54,5

Für den praktischen Gebrauch ist die Kenntnis der Beziehung zwischen Widerstand und Außentemperatur von Wichtigkeit, daher wurden außer den oben genannten bei 16,6°C gemachten Messungen auch solche bei 54° ausgeführt. Die Barretter waren bei diesen Versuchen in ein Petroleumbad gestellt, dessen Temperatur am Boden ϑ_u und an der Oberfläche ϑ_o gemessen wurde. Tabelle II gibt die Resultate.

---

1) Über die Herstellung solcher Barretter siehe Elektrotechn. Zeitschrift 1903, S. 589. Die von mir hergestellten Barretter enthalten einen Wollastondraht in Schleifenform, bei dem unteren Teil ist durch Säure der Silbermantel fortgebeizt, so daß ein Platinkern von ca. 0,003 mm Dicke und 5—6 mm Länge übrig bleibt. Der Draht befindet sich im Vakuum. Für die Messung größerer Energiemengen habe ich auch Barretter mit Drähten von 0,02 mm Stärke hergestellt.

Zum Zwecke der Messung der Intensität elektrischer Wellen werden die Barretter in zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brücke geschaltet; in den anderen Zweigen befinden sich außer den Widerständen noch Drosselspulen.

2) Fessenden, siehe darüber Elektrotechn. Zeitschr. 1902, S. 586 f.

Tissot, Journ. de phys. (4) **3**, 525, 1904; L'éclairage electrique 1904, S. 392.

Aus den Tabellen I und II folgt, daß mit zunehmender Außentemperatur der Widerstand um 0,057 Ohm pro 1^0 C bei Nr. 35 und um 0,064 Ohm bei Barretter 36 d. h. um 0,087 % bezw. 0,12 % steigt (Stromwert $i = 0{,}00438$ Amp.).

Für den Gebrauch müssen wegen dieser Änderungen die Barretter paarweise benutzt werden; man schaltet sie nach **Langleys** Vorgang wie beim Bolometer in zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brücke. Hierfür ist nun die Kenntnis der Änderung des Widerstandsverhältnisses mit der Außentemperatur von Interesse. Aus den mit Hilfe der Tabellenwerte gezeichneten Kurven ergibt sich für

$$i = 0{,}00438 \text{ Ampere } \frac{w_{35}}{w_{36}} = 1{,}217 \text{ bei } 16{,}6^0 \text{ C}$$

und $= 1{,}203$ für 54^0 C somit eine Abnahme um 0,00037 für 1^0 C d. h. 0,04 %.

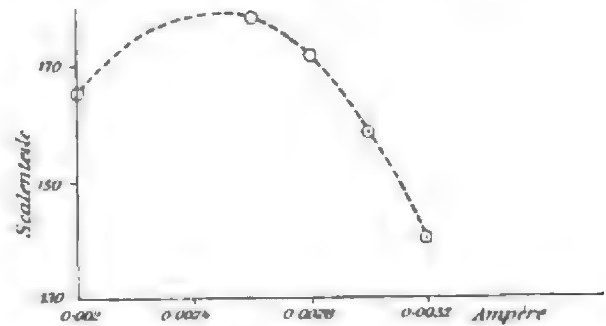
Für die exakte Bestimmung der absoluten Stromstärken, welche dem Barretter zugeführt werden müssen, um bestimmte Ausschläge im Brückengalvanometer zu erzeugen, sind meine Untersuchungen noch nicht beendet.

Die Barretter werden von mir seit einem halben Jahre benutzt, um eine Reihe von Fragen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie zu bearbeiten. **Ich habe ihre Meßempfindlichkeit dadurch erheblich gesteigert, daß ich den Strom der Wheatstoneschen Brücke so weit erhöhte**, daß im Barretterzweig ca. 0,003 Ampere flossen.

Die erzielte Empfindlichkeit ist wohl am besten dadurch gekennzeichnet, daß es mir gelang, noch 8 km von der Sendestation tadellose Resonanzkurven eines gekoppelten Sendesystems zu erhalten.[1])

Nachträglich habe ich gesehen, daß schon Herr **Braun**[2]) in einer Notiz über Thermophonie das der Methode zugrunde liegende Prinzip entwickelt hat.

Praktisch läßt sich jedoch auf diesem Wege eine beliebig hohe Steigerung der Empfindlichkeit nicht erzielen; einmal wird bei höheren Strombelastungen die 0-Punkteinstellung im Galvanometer inkonstant, zweitens wächst der Widerstand des Barretters so hoch an, daß wenigstens für direkte Einschaltung des Barretters in den Empfangskreis die Dämpfung zu stark wird. Versuche, welche ich nach dieser Richtung durchführte, ergaben ein Optimum der Stärke des zu verwendenden Brückenstroms; die Kurve der Fig. 1 stellt die Maximumpunkte der Resonanzkurven einer mit reiner Marconi-Schaltung erzeugten Schwingung in ihrer Abhängigkeit von dem den Barretter



durchfließenden Brückenstrom dar; dieser Strom ist als Abszisse, die zugehörigen Ausschläge am Galvanometer sind als Ordinaten aufgetragen. Die Kurven sind aufgenommen in einem ca. 350 m von der Sendestation entfernten Empfangskreis — enthaltend einen 15 m hohen Luftleiter, eine Abstimmspule und den am einen Ende geerdeten Barretter. Das Optimum liegt etwa bei 0,0025 Amp.; nahezu den gleichen Wert des Optimums erhielt ich bei einem anderen Barretter. Soweit ich bis jetzt ermittelte, spielt auch die Dämpfung im übrigen Teile des Empfangskreises eine Rolle.

Wieweit sich nach dieser Richtung die Empfindlichkeit der Barretter steigern läßt, soll eine im Gang befindliche Untersuchung klarlegen.

Ich möchte bei dieser Gelegenheit auf einen Fehler hinweisen, den Herr **Tissot**[1]) begeht bei der Bestimmung des Gesetzes für die Abnahme der von einem Sender ausgestrahlten Energie mit der Entfernung. Er kommt durch fehlerhafte Interpretation seiner Meßresultate zu dem Schluß, daß die Intensität der Wellen dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional abnimmt.

Nennen wir für Stromlosigkeit in dem Galvanometerzweig — Barretter-0-Punkt — der Wheatstoneschen Brücke

i_B den Strom im Barretterzweig (Widerstand dieses Zweiges) $= \Sigma w_B$,

i_w „ „ „ Zweig der Vergleichswiderstände $= \Sigma w$,

$i_B + i_w = \mathcal{J}$ den gesamten der Brücke zugeführten Strom,

so ist

$$i_B = \mathcal{J} \frac{\Sigma w}{\Sigma(w + w_B)}.$$

Wird jetzt durch die Stromstärke der ankommenden Wellen der Widerstand des in den Empfangskreis geschalteten Barretters um Δw erhöht, so fließt im Galvanometer (Widerstand $= w_g$) ein Strom i_g, dessen Stärke in erster Annäherung gesetzt werden kann

$$i_g = \frac{\Delta w}{w_g} \frac{\Sigma w}{\Sigma(w + w_B)} \cdot \mathcal{J}.$$

1) Die mit Hilfe einer 25 m hohen Harfe aus 6 Drähten erhaltenen Kurven haben am Resonanzpunkt bis 178 Skalenteile Ausschlag an einem Deprez-d'Arsonval-Galvanometer, dessen Spulenwiderstand 150 Ω betrug, ergeben.

2) F. Braun, Annalen d. Physik **65**, 358.

1) **Tissot**, Sur la valeur de l'énergie mise en jeu dans une antenne réceptrice à differentes distances. Académie des Sciences Paris) 14. März 1904.

Δw und somit i_g gibt nur ein Maß für die Energie der ankommenden Welle. Tissot reguliert nun J so, daß er in 1,15 km von der Sendestation das gleiche i_g wie in 8,9 km erhält und schließt, daß die Energiemengen in dem Verhältnis der Ströme J ständen; in der ersten Empfangsstation (1,15 km) war dieser Strom 61 mal kleiner als in der zweiten (8,9 km), und da $\left(\frac{8,9}{1,15}\right)^2 = 60,2$ ist, kommt Tissot zu dem oben angeführten Schluß.

Aus den oben mitgeteilten Beobachtungen sieht man, daß sowohl w_B wie auch der Quotient $\frac{\text{Widerstandszunahme}}{\text{Stromzunahme}}$ stark mit dem Barretterstrom veränderlich sind. Es wird daher sowohl Δw wie $\Sigma(w + w_B)$ mit geändertem J verändert und daher die Tissotsche Schlußfolgerung hinfällig, da Tissot Δw allein als Funktion der ankommenden Energie und zwar dieser proportional setzt und $\Sigma(w/\Sigma w + w_B)$ als konstant annimmt.

Da ferner nicht hervorgehoben ist, daß Tissots Antennenharfen für den Empfang bei beiden Stationen in absolut gleicher Höhe über dem Boden angebracht waren, so entzieht es sich der Beurteilung, ob eine wichtige Fehlerquelle vermieden ist. Nach meinen diesbezüglichen Beobachtungen genügt eine Änderung in der Höhe der Harfe um 10 cm, um den Ausschlag im Galvanometer um ca. 1,6% zu ändern. Es ist daher wichtig, diesem Punkte größte Beachtung zu widmen.

Versuchsstation Halle a. S.-Cröllwitz, 3. August 1906.

(Eingegangen 5. August 1906.)

Notiz über einen elektrischen Ofen.

Von P. Albert Schwarz.[1]

Mit einer Arbeit über die Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen von Gasen nach der Methode der Kundtschen Staubfiguren beschäftigt, benütze ich einen elektrischen Ofen, der den Vorteil hat, daß man innerhalb gewisser Grenzen jede beliebige Temperatur herstellen kann.

Meine Versuchsanordnung bringt es mit sich, daß ich einen ziemlich weiten und langen Ofen verwenden muß, um eventuell auch größere Schallröhren benützen zu können. Der Ofen besteht aus einem 6 cm weiten und 80 cm langen Rohr von mittelstarkem Eisenblech. An zwei Stellen befinden sich je zwei gegenüberliegende Fensteröffnungen, die ein Beobachten der Wellen während des Versuches gestatten. Diese Fensteröffnungen sind mit Glimmer gedeckt, und dann das Rohr unter Freilassung der Fensteröffnungen mit Asbestpappe umkleidet. Über die Asbestpappe ist die Heizspirale aus 0,75 mm dickem Nickeldraht mit einer Ganghöhe von 3 mm gelegt. Die Spirale ist auch über die Glimmerfenster hinweggeführt. Als Wärmeschutz und Isolation der Windungen der Spirale gegeneinander verwandte ich Schamotte, die ich in einer 3 cm dicken Schicht auftragen ließ, wobei über den Fenstern schachtförmige Öffnungen blieben, welche außen wiederum mit Glimmer gedeckt wurden. Dann wurde der ganze übrige Ofen nochmals in mäßig dicke Asbestpappe gehüllt. Da aber die Wärmeausstrahlung noch immer sehr bedeutend war, schob ich über den bisher beschriebenen Ofen ein Rohr aus Eisenblech und befestigte mittels schmaler Asbeststreifen den Ofen darin so, daß derselbe ringsum in einem Abstand von ungefähr 2 cm von dem Blechmantel umgeben ist. Kalähne[1]) empfiehlt als Isolation Asbestschnur statt Schamotte. Ich konnte jedoch wegen der Fensteröffnungen von diesem Material keinen Gebrauch machen.

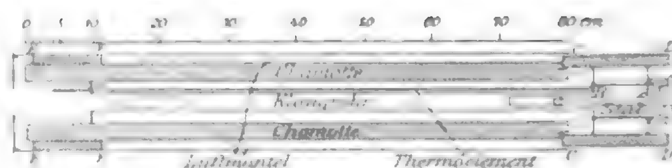


Fig. 1.

Eine Untersuchung des Ofens auf gleichmäßige Temperatur ergab jedoch auch jetzt noch kein befriedigendes Resultat (vgl. Kurventafel Fig. 3, Nr. 2; in derselben bedeuten die Abszissen die Abstände von dem einen Ende des Ofens, die Ordinaten die Temperatur). Denselben so lang zu machen, daß ich in der Mitte eine hinlängliche Strecke gleichmäßiger Temperatur erwarten durfte, schien mir wegen des starken Verbrauchs elektrischer Energie nicht gut durchführbar. Außerdem wollte ich mir die Möglichkeit sichern, leicht an das Ende des tönenden Stabes gelangen zu können, was ich

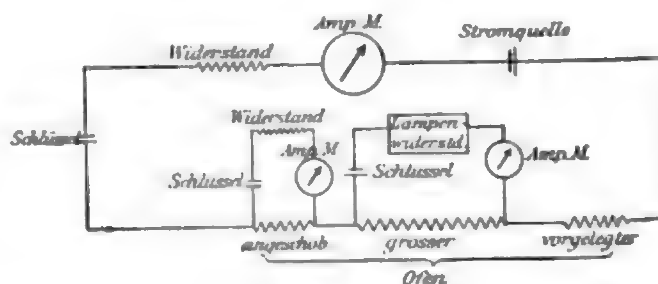


Fig. 2.

1) Mitgeteilt aus dem physikal. Institut der Universität Erlangen.

1) Kalähne, Ann. d. Phys. (4) 11, 259, 1903.

nur dadurch erreichen konnte, daß ich an der betreffenden Stelle den Ofen teilbar herstellte. Der Wärmeabfall an den Enden des Ofens hätte nach Holborn und Day[1]), sowie nach Kalähne[2]) durch engere Wickelung der Spirale gegen die Enden hin etwas vermindert werden können. Ich habe eine andere Anordnung versucht, um die Wärmezufuhr an den Enden des Ofens zu regulieren und nach mehreren Versuchen den Ofen konstruiert wie folgt:

Der große Ofen, wie er oben beschrieben ist, blieb. Rechts setzte ich einen kurzen Ofen *CD* vor (s. Fig. 1), der etwas größeren Durchmesser hat, aber mit dünnerem Draht (0,5 mm) gewickelt ist. In diesem Ofen befindet sich, mittels Stellringen festgeschraubt, ein Messingrohr *AB*, das, bei *A* schließend, den tönenden Stab an einem Knotenpunkt festhält. Bei *B* ist ein Messingrohr angeschraubt, das zur Aufnahme der Klangröhre dient. Dicht daneben läuft ein engeres Führungsrohr für das Thermoelement.

Am anderen Ende des großen Ofens habe ich zwischen Schamotte-Isolation und Blechmantel einen kleinen Ofen *EF* mit Wicklung aus 0,5 mm dickem Nickeldraht über den großen Ofen hereingeschoben. Die Schaltung ist aus Fig. 2 zu ersehen. Dadurch, daß ich die angegebenen kleinen Hilfsöfen durch Nebenschlußregulierungen beliebig stärker bzw. schwächer heizen kann als den Hauptofen, ist es mir möglich, den Temperaturabfall des letzteren gegen die Enden hin so weit zu kompensieren, als es für meine Versuche nötig erscheint.

1) Holborn u. Day, Wien. Ann. **68**, 846, 1899.
2) Kalähne, l. c., S. 258.

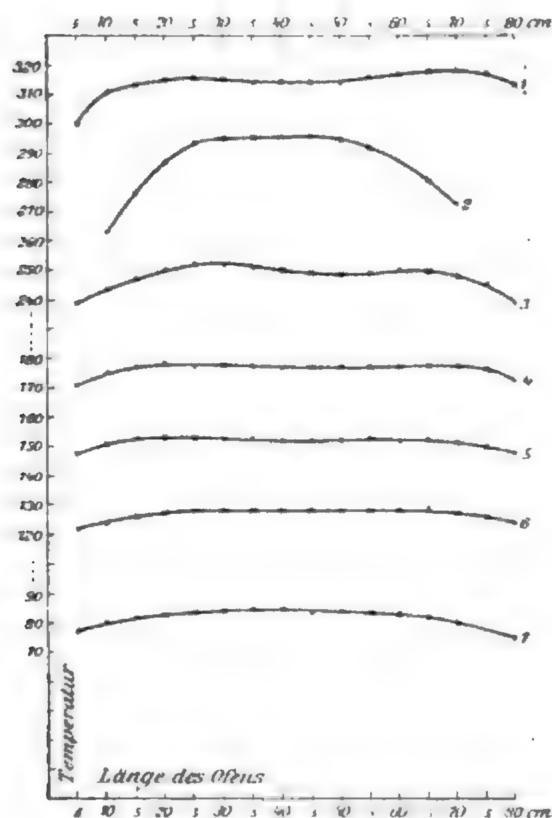


Fig. 3.

Kurventafel (Fig. 3).

Auf der Kurventafel zeigt Nr. 2 die Einstellung der Temperatur bei Heizung ohne Anwendung von Hilfsöfen. Die Temperatur ist nur im mittleren Drittel des Ofens gleichmäßig. Nr. 1 und 3 geben Kurven an von Untersuchungen, bei denen die kleinen Öfen etwas überheizt waren. Die Temperatur an den Enden des Ofens ist hier sogar höher als in der Mitte. Die übrigen Kurven, besonders Nr. 6, ergeben ein befriedigendes Resultat; bei Nr. 7 waren die Hilfsöfen etwas zu wenig geheizt. Bemerken will ich noch, daß es bei höheren Temperaturen schwieriger wird, die Hilfsöfen passend abzugleichen.

(Eingegangen 4. August 1906.)

Über die Zähigkeit von unterkühlten Lösungen in Thymol.

Von C. Schall.

Vor längerer Frist wurde in vorliegender Zeitschrift über dieses Thema berichtet.[1]) Die Anzahl der obengenanntem Phenol zugesetzten Substanzen war aber damals zu gering, um gewisse, allgemeine Schlüsse ziehen zu können.

Dies ist nun, mit unwesentlichen Abänderungen der schon länger veröffentlichten Untersuchungsmethode[2]) inzwischen nachgeholt und die folgenden Tabellen (I) und (II) mögen teils als Ergänzung der letzten Mitteilung, teils als kurze Zusammenfassung der bisher an einem Lösungsmittel erhaltenen Ergebnisse gelten (bis zu eingehenderem Vergleich mit einem zweiten).

In der ersten Steilspalte stehen die Namen aller in Thymol aufgenommenen Substanzen. Von der guten Reinigung der benutzten Präparate scheint die Beständigkeit der unterkühlten Lösungen und die Übereinstimmung der mit identischem Material verschiedener Herkunft erzielten Ergebnisse zuweilen recht abhängig. — Unter p befindet sich der in 100 Gramm aufgenommene Körper. — Bei frisch bereitetem Gehalt (nicht unter Benutzung eines anderen) steht kein (v) davor, ein entsprechendes (p) bedeutet den gleichen, aber auf eine andere Art gereinigten Zusatzstoff der vorgehenden Horizontalzeile. Unter $\vartheta_0-\vartheta_1$ sind die benutzten höchsten und tiefsten Temperaturen, daneben die entsprechenden Δ-Werte $= \Delta_0-\Delta_1$ und der

1) **3**, 62, 1901.
2) Meist in bezug auf sehr flüchtige Verbindungen.

Tabelle I.

Gel. Substanz	p	n_{20}	$\vartheta_0-\vartheta_1$	$\Delta_0-\Delta_1$	Δ_{20}	g
1. Meth.-Formiat	4,34	0,675	18,45/25,00	7,35— 7,16	7,29	6,15
	6,52	0,994	„ / „	11,0 —10,7	10,9	9,24
	(v) 9,67	1,43	„ / „	15,4 —14,8	15,3	13,7
2. I-Butyl-Formiat	3,33	0,307	13,70/39,83	2,96— 2,49	2,82	2,78
	7,02	0,622	19,88/ „	5,82— 5,32	5,82	5,85
	7,41	0,654	„ /36,35	6,41— 5,34	6,41	6,18
	(v) 18,50	1,47	5,86/ „	15,3 —13,3	14,6	15,4
3. Methyl-Acetat	3,95	0,499	19,98/33,07	5,24— 4,86	5,24	4,54
	8,55	1,03	„ / „	10,9 —10,2	10,9	9,82
	8,08		22,00/25,00	10,4 —10,3		9,28
4. Äthyl-Acetat	3,70	0,394	16,20/24,30	3,94— 3,93	3,93	3,57
5. I-Butyl-Acetat	7,00	0,545	16,45/36,35	5,15— 4,51	5,08	5,12
	12,70	0,938	16,16/30,00	8,93— 8,36	8,72	9,30
6. Äthyl-Prop.	4,47	0,407	16,98/33,07	4,36— 4,10	4,28	3,73
	7,28	0,645	18,23/33,07	6,51— 6,01	6,46	6,07
7. Propyl-Prop.	4,61	0,369	20,00/33,00	3,59— 3,31	3,59	3,38
	10,49	0,791	„ /30,00	8,11— 7,77	8,11	7,69
8. I-Amyl-Prop.	2,58	0,168	20,80/26,94	1,53— 1,47	1,56	1,52
	5,58		15,75/27,26	3,25— 3,16	3,15	3,29
	11,10	0,668	14,75/30,09	6,52— 6,06	6,43	6,55
	17,07	0,971	13,72/27,30	10,4 — 9,57	10,0	10,1
9. Methyl-Butyrat	3,43	0,316	17,00/40,00	3,32— 2,67	3,20	2,86
	(p) 3,63	0,334	17,61/40,00	3,45— 3,22	3,42	3,03
	3,77	0,346	15,36/36,67	3,67— 3,12	3,58	3,14
	(v) 6,5	0,581	19,37/35,07	5,96— 5,37	5,91	5,42
	(v) 12,5	1,054	16,53/30,25	10,7 — 9,70	10,5	10,4
10. I-Butyl-Butyrat	4,97	0,323	18,40/50,00	2,87— 2,12	2,78	2,93
	(v) 10,31	0,626	„ / „	5,61— 4,21	5,55	6,09
11. I-Amyl-Butyrat	2,63	0,151	16,63/50,00	1,48— 0,72	1,34	1,42
	(p) 7,68	0,434	20,00/30,00	3,84— 3,60	3,84	4,13
12. Methyl-I-Valer.	4,59	0,367	18,40/33,00	3,50— 3,14	3,42	3,36
	(v) 9,60	0,730	„ / „	7,66— 6,90	7,53	7,04
13. Äthyl-I-Val.	4,06	0,291	15,61/39,65	2,83— 2,53	2,72	2,66
	10,12	0,683	10,00/34,00	6,91— 6,20	6,65	6,62
14. Methylbenzoat	5,25	0,359	20,00/30,00	1,76— 1,65	1,76	3,28
	(v) 11,45	0,789	„ / „	3,70— 3,44	3,70	7,16

zu 20^0 gehörende $= \Delta_{20}$ aufgezeichnet. Zum Vergleich folgt wie früher g die Gefrier-Depression. Die dazu nötige, van't Hoffsche, kryoskopische Konstante wird für Thymol verschieden angegeben (s. Landolt-Börnstein, 3. Aufl. 503). Verwendet wurde die Zahl 85 (l. c.), welche sich ohne besondere Vorsichtsmaßregeln mittels *I*-Amylpropionat einstellte.

Die Tabellen ergeben folgendes, zunächst bez. der Zahlen unter $\Delta_0-\Delta_1$.

1. Die Abnahme der Δ mit ϑ, welche für die Halogenide und Kohlenwasserstoffe durchschnittlich innerhalb der Fehlergrenzen bleibt, tritt allgemein bei den Estern auf (s. auch l. c.), z. T. mindestens ebenso stark als bei diesen dürfte sie bei den übrigen Körpern sein.

2. Der Vergleich der zweiten und fünften Steilspalte lehrt, daß die Δ stets mehr oder weniger p proportional bleiben, anscheinend noch etwas genauer dem Gehalt im Volum (nach besonderen Versuchen; n_{20} = Mole i. Lit. v. 20^0).

Der Überblick der Δ_{20} zeigt weiter:

3. a) Es besitzen allein negative Δ und erhöhen daher die Zähigkeit des Thymols:

Piperidin (Nr. 33 d. Tab.). Die Lösung färbt sich allmählich bräunlich. Pyridin (32) trotz mehr als zehnmal geringerer innerer Reibung. Gegenseitige chemische Einwirkung ist hier denkbar.

b) Viel zu kleine Δ (etwa = $^1/_2$ g) liefern: Methylalkohol (35) und Propionsäure (34), bekannt als kryoskopisch und ebullioskopisch anomal, ferner *P*-Aldehyd (31), *O*-Ameisenäther (30), Methylbenzoat (14). Acetessigester (27) zeigt schwächeren Unterschied und noch geringeren Bromoform (18) bez. das betr. Δ gegenüber g.

c) Stark über letzteres hinauswachsende Δ treten aber auf bei:

N-Hexan (Dipropyl) (20) und den methylierten Benzolen (23—25). Namentlich bei letzteren ist die Übereinstimmung ihrer Konstitution mit der des Thymols unzweifelhaft größer als bei den übrigen Substanzen der Tabelle.

Tabelle II.

Gel. Substanz	p	n_{20}	$\vartheta_0 - \vartheta_1$	$\Delta_0 - \Delta_1$	Δ_{20}	g
15. Methylenchlorid (1,3370) 20⁰/4⁰	6,45	0,705	20,00/25,00	7,7 —7,5	7,7	6,45
16. Chloroform	5,30	0,418	20,00/30,00	3,88—3,89	3,88	3,77
	5,49	0,432	„ / „	3,90—3,93	3,90	3,91
	13,7	0,970	„ / „	9,5 —9,2	9,5	9,75
17. Chlorkohlenst. (Tetra)	7,01	0,426	20,00/25,00	3,32—3,39	3,32	3,87
	7,42	0,449	„ /30,00	3,65—3,64	3,65	4,10
18. Bromoform	7,04	0,265	20,00/25,00	1,62—1,63	1,62	2,36
	9,55	0,356	„ / „	2,07—1,98	2,07	3,21
19. Äthylenchlorid (1,2547) 20⁰/4⁰	4,49	0,429	20,00/25,00	4,58—4,61	4,58	3,86
	6,06	0,569	„ / „	6,07—6,07	6,07	5,20
20. Hexan	(v) 3,53	0,384	20,00/25,00	4,21—4,24	? 4,21	3,49
aus Petrol.	4,79	0,509	„ /30,00	7,48—7,55	7,48	4,74
synth. Norm.	4,38	0,466	„ / „	7,76—7,86	7,76	4,33
21. Cyklohexan (0,7782) 20⁰/4⁰	3,33	0,372	20,00/25,00	3,27—3,26	3,27	3,37
	3,89	0,431	„ /30,00	3,65—3,65	3,65	3,94
22. Benzol	3,55	0,429	20,00/25,00	4,58—4,61	4,58	3,87
	4,79	0,568	„ / „	6,27—6,29	6,27	5,22
	(p) 8,27		25,00/40,00	9,92—9,79		9,01
23. Toluol	3,94	0,398	23,33/29,21	5,09—5,02	5,13	3,63
	5,48	0,544	19,88/30,00	7,09—6,91	7,09	5,06
24. *P*-Xylol	4,71	0,413	20,00/25,00	5,71—5,71	5,71	3,78
25. Mesithylen	8,16	0,609	20,00/30,00	7,00—7,06	7,00	5,78
26. *Di*-Äthyl-Keton	4,05	0,438	20,00/25,00	3,67—3,59	3,67	4,00
	(v) 5,76	0,618	„ / „	5,17—5,09	5,17	5,69
27. Acet-Essigs.-Ester	(v) 4,44	0,310	20,00/25,00	1,73—1,30	1,73	2,90
	6,20	0,440	„ / „	2,44—2,29	2,44	4,05
28. Nitrobenzol	7,74	0,578	15,13/26,30	4,34—3,61	4,07	5,35
	15,42	1,09	13,45/32,79	8,93—8,20	8,72	10,66
29. *Di*-Äthyläther	(v) 2,39	0,306	20,00/25,00	2,20—2,19	2,20	2,75
	5,28	0,652	„ / „	5,23—5,13	5,23	6,06
30. *O*-Ameisens.-Äthyläther	(v) 6,29	0,389	20,00/25,00	1,73—1,67	1,73	3,61
	8,28	0,509	„ / „	2,65—2,42	2,65	4,77
31. *P*-Aldehyd	4,48	0,330	20,00		1,16	3,02
32. Pyridin	6,00	0,709	20,00		÷0,80	6,46
	6,66	0,771	„		÷0,88	7,17
33. Piperidin	7,73	0,823	20,00		÷6,62	7,73
34. Propionsäure	7,49	0,919	20,00		4,20	8,60
35. Methylalkohol	7,12	2,01	20,00		8,13	18,9

Die noch ungenannten Abweichungen erscheinen gegenüber den eben aufgezählten weniger bedeutend und dürften für die Anfangsglieder der nicht unter c fallenden Körperklassen am größten sein.

Experimentelle Ermittelungen von g ließen nur am *O*-Ameisenäther Anzeichen von Unregelmäßigkeit bemerken, nichts Sicheres diesbez. aber bei Pyridin, *P*-Aldehyd, Methylbenzoat, Bromoform, Acetessigester, *P*-Xylol.

Es sind also die chemisch wirksamsten Stoffe, d. h. Basen, Säuren, Aldehyde, Alkohole, welche die Δ am stärksten beeinflussen, neben anscheinend solchen, bei welchen die eigene Molekel mit derjenigen des aufnehmenden Mittels ähnlichen Bau besitzt.

4. Letzteres trifft am wenigsten bei Cyklohexan (21) zu. Dieses und Chloroform (16) haben tatsächlich, z. T. noch im Bereich der Fehlergrenzen und unabhängig von dem Versuchs-ϑ (s. 1), $\Delta = g$. Es gilt daher entsprechend (bei ziemlich engem Intervall von ϑ):

$$\eta_{Lös.} = f(\vartheta + \Delta) = f(\vartheta + g), \qquad (1)$$

wenn für das oft genannte unterkühlte Phenol als Lösungsmittel $\eta = f(\vartheta)$ bekannt ist. Gleichung (1) stellt den einfachsten zu erwartenden Fall vor (s. l. c.). Der Vergleich der Δ verschiedener Verbindungen ist hier von ϑ unabhängig.

Für gewisse höher molekulare Fettsäureester findet das Gleichwerden mit g der zu geringeren Gehalten gehörigen Δ nur bei einem bestimmten ϑ statt (s. 1), welches man zu 20⁰ annehmen kann, wenn es sich um Nr. 2, 5, 8, 11, 12, 13 der Tabelle handelt. Der Quotient Δ_{20}/Δ_{30} weicht für diese Körper nur wenig von der

Einheit ab und bleibt nahe konstant. Dies konnte auf das Bestehen einer allgemeinen Gleichung für dieselben hindeuten:

$$\eta_{\text{Lös.}} = f(\vartheta + \Delta), \qquad (2)$$

in welcher $\Delta = \varphi(\vartheta_1 n)$, ferner $n = p$/Mol.-Gew. und $\varphi(\vartheta_1 n)$ bei 20^0 entweder nahe oder genau den Wert von g erreicht unter erwähnten Bedingungen. Auf Grund von (2) sollten äquimolare Konzentrationen, bei demselben ϑ bereitet, unabhängig von letzterem gleiches Δ und identische innere Reibung aufweisen. Dies bestätigte sich leidlich an 0,43 mol. Lösungen i. Lit. bei 20^0, 30^0 und 35^0. Auf dem Zähigkeitsgebiet gibt es also doch unter Umständen recht regelmäßige Verhältnisse.

Es liegen schließlich auch Beziehungen der Δ zu anderen Erscheinungen, u. a. der Kristallisationsgeschwindigkeit vor.

Leipzig, Physik.-chem. Institut.

(Eingegangen 5. August 1906.)

Berichtigung.

In meiner Abhandlung über Farbenerscheinungen bei fließenden Kristallen, diese Zeitschr. 7, 578, 1906, sind mehrere Druckfehler stehen geblieben, da mir die Korrektursendung wegen längerer Abwesenheit von Karlsruhe zu spät zukam. Beispielsweise soll auf Seite 581, Zeile 29 von oben rechts statt „einem Präparat" stehen „reinem Präparat". Der Leser wird sich diese kleinen Fehler selbst korrigieren können.

O. Lehmann.

Briefkasten.

In seinem Aufsatze „Ist der Staub in der Atmosphäre geladen?", schreibt Herr George C. Simpson (diese Zeitschr. 7, 522, 1906): „Andererseits habe ich bei vielen Physikern die Ansicht verbreitet gefunden, daß sich der Staub leichter auf einen negativ geladenen Draht absetzt, als auf einen positiv geladenen", eine Behauptung, die zu lesen auch ich Gelegenheit hatte.

Nun beobachte ich aber seit Jahren täglich eine Erscheinung, die der obigen Meinung aufs entschiedenste zu widersprechen scheint. In meinem Arbeitszimmer ist eine Influenzmaschine täglich stundenlang tätig. Sie ist in einem Staubkasten eingeschlossen, aus dem die beiden Pole — 2 vergoldete Messingkugeln von 67 mm Durchmesser, 30 cm voneinander entfernt — hervorragen. Aus Gründen, die hier von keinem Interesse sind, ist es mir von Wichtigkeit den +, resp. —Pol stets auf derselben Kugel zu haben. Dieser Forderung tat die Maschine zufällig von Anfang an in hohem Grade genug, indem umgekehrte Elektrisation nur selten und auf kurze Zeit auftrat, seitdem ich aber meinen Umlader (diese Zeitschr. 4, 708, 1903) konstruiert habe, sind auch diese zufälligen Umladungen zu minimaler Dauer reduziert.

Obwohl die beiden Polkugeln immer gleichzeitig abgewischt, oder sonst geputzt werden, erscheint sehr bald nach der Reinigung die eine Kugel immer viel dunkler und weniger glänzend als die andere, und wird nach einigen Tagen dunkelbräunlich, während die andere vollständig blank ist. Daß es sich hier um keinerlei Oxydationsvorgänge handelt, und die Erscheinung nur von der Ablagerung von Staub und Rußteilchen (letztere aus dem im Zimmer reichlich vorhandenen Tabaksrauche), überzeugt man sich, indem man die dunkle Kugel mit einem feuchten Lappen abwischt.

Es ist aber die positive Kugel, die rascher und in höherem Grade dunkel wird, d. h. mehr Staub und Ruß aus der Luft aufnimmt.

St. Petersburg, den 9. August 1906.

J. R. Januszkiewicz.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

An der Universität Wien habilitierte sich der frühere o. Professor der Chemie an der Universität Czernowitz Dr. Richard Přibram für Chemie.

Der Privatdozent für Physik an der Universität Göttingen Dr. Emil Bose wurde unter Verleihung des Professortitels zum Dozenten für physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule in Danzig, der Privatdozent für Physik an der Universität Heidelberg Dr. Alfred Kalähne zum Dozenten für Physik an der Technischen Hochschule in Danzig mit gleichzeitiger Ernennung zum a. o. Professor, der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Würzburg Dr. Georg Rost zum o. Professor, der a. o. Professor für Physik und Geodäsie an der Forstlichen Hochschule in Aschaffenburg Dr. Robert Geigel zum o. Professor, der Privatdozent der Chemie an der Universität Freiburg Dr. Adolf Windaus zum a. o. Professor ernannt.

Berufen wurde der a. o. Professor für Chemie an der Universität Leipzig Dr. Max Bodenstein in gleicher Eigenschaft an die Universität Berlin (als Nachfolger von Professor Dr. Johannes Jahn), der erste Leiter der Samoa-Warte Dr. Otto Tetens als Assistent der Sternwarte in Kiel.

Den Mitgliedern der physikalisch-technischen Reichsanstalt Professor Dr. F. Mylius und Professor Dr. H. Wiebe wurde der Charakter als Geh. Regierungsrat, dem im Ruhestande befindlichen Professor der Physik der Technischen Hochschule Dresden Dr. August Toepler der Titel und Rang als Geheimer Rat, den Professoren der Astronomie an der Universität Heidelberg Dr. Wilhelm Valentiner und Dr. Max Wolf der Titel eines Geheimen Hofrates verliehen.

Am 22. August starb der Professor der Geodäsie von der Technischen Hochschule in Hannover Dr. Karl Reinhertz, am 6. September der o. Professor der theoretischen Physik an der Universität Wien Dr. Ludwig Boltzmann.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. | 1. Oktober 1906. | 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 20 am 7. Oktober 1906.

INHALT.

Ludwig Boltzmann †.

Nur wenige Wochen sind seit dem unseligen Ende P. Drudes verstrichen, und schon meldet der Draht einen neuen schmerzlichen Verlust der deutschen Physik und somit der allgemeinen Wissenschaft. Am 6. September schied in Duino bei Görz L. Boltzmann freiwillig aus dem Leben.

Ungleich Drude ist Boltzmann nicht mitten aus reichstem Schaffen von uns gegangen, bei ihm hat sich schon jahrelang ein Nachlassen der Produktion angedeutet, das sich zu zeitweiligem gänzlichen Verstummen steigerte. Aber die unter günstigen Verhältnissen dazwischen wieder aufblühende Empfänglichkeit und Schöpferfreude ließ der Hoffnung Raum, daß jenes Erlahmen nur ein vorübergehendes sein möchte. Es hat nicht sein sollen.

Mit Boltzmann ist einer der ausgeprägtesten Charakterköpfe unter den physikalischen Forschern aller Nationen dahingegangen. Wie er im täglichen Leben manche Sonderlingsgewohnheiten hatte, so ging er auch in der Forschung vielfach einsame Pfade. Lange Zeit ist er bewundert worden, ohne eigentlich voll gewürdigt zu werden. In dem Gebiet, wo er das Größte geleistet hat, in der Thermodynamik und speziell in der kinetischen Theorie dieses Gebietes, grub er so tief, daß nur wenige ihm sogleich zu folgen vermochten. Seine erste Abhandlung über diese Gegenstände, die er als einundzwanzigjähriger Student 1866 veröffentlichte, blieb ganz unbeachtet, bis eine Polemik mit Clausius, der vier Jahre später zu ähnlichen Resultaten gekommen war, die Aufmerksamkeit auf sie lenkte. Und auch später hat Boltzmann in den Verwandtes betreffenden Untersuchungen frühere und lebhaftere Anerkennung in England gefunden, wo Maxwell den Boden dafür vorbereitet hatte, als in Deutschland. Man darf vielleicht sagen, daß erst die umfassende Zusammenstellung seiner wichtigsten einschlägigen Arbeiten in dem zweibändigen Werk über kinetische Gastheorie Boltzmann in diesem Gebiete bei uns ganz in die verdiente Stellung neben Clausius und Maxwell gerückt hat.

Inzwischen hatten ihn aber zahlreiche andere Untersuchungen höher und höher im Ansehen steigen lassen, Arbeiten, in denen Boltzmann meist allerneueste Probleme kühn und glücklich anfaßte. Ein nicht geringer Teil derselben ist durch die Maxwellsche Elektrodynamik hervorgerufen worden, zu deren begeistertem Apostel in Deutschland Boltzmann wurde und die er in seinem bekannten Buch in umfassender und origineller Weise dargestellt hat. Die von ihm ausgeführten Bestimmungen der Dielektrizitätskonstanten einiger Gase und des kristallinischen Schwefels waren nicht nur experimentelle Meisterstücke, sondern zugleich auch gewichtige Waffen zugunsten der Maxwellschen Theorie, — freilich, was den Schwefel angeht, von etwas trügerischer Kraft, da die bei diesem Materiale erhaltene Übereinstimmung mit der Theorie sich als ein sehr seltsamer Zufall herausgestellt hat.

Andere Untersuchungen betrafen die Theorie der Elektro- und Magnetostriktion, der elastischen Nachwirkung, des Hall-Effektes, der Thermoelektrizität, der Ettinghausenschen Phänomene, der Hertzschen Schwingungen.

Aber so wertvoll alle diese Arbeiten sind, so bezeichnen sie doch beinahe nur Abschweifungen von der Hauptarbeitsrichtung Boltzmanns, die von ihm mit den obengenannten frühesten Publikationen eingeschlagen und mit

erstaunlicher Zähigkeit immer wieder ergriffen worden ist.

Boltzmann war leidenschaftlicher Atomistiker: er hat diesen seinen Standpunkt wiederholt in lebhafter und fesselnder Weise prinzipiell verfochten, und die Gebiete, auf denen mit der atomistischen Hypothese Erfolge zu erzielen waren, zogen ihn vor allen andern an. Von seinen Abhandlungen mag nicht viel weniger als die Hälfte sich auf die kinetische Theorie der Materie beziehen und auch sein hochbedeutendes und eigenartiges Werk über die Prinzipe der Mechanik ruht auf der atomistischen Anschauung. In dieser wie in den andern zusammenfassenden Darstellungen, in denen sich Boltzmann an einen größeren Kreis wendet, als mit den Originalabhandlungen, beweist er das große didaktische Talent, das seine Schüler fesselte und das jedem überzeugend entgegentrat, der ihn nur einmal, z. B. auf einer der von ihm fleißig besuchten deutschen Naturforscherversammlungen, über einen wissenschaftlichen Gegenstand sprechen hörte. Klarheit, Folgerichtigkeit, gehoben durch ein immer wieder hervorleuchtendes Feuer edelster Begeisterung, zeichneten seinen Vortrag aus. In wissenschaftlichen Debatten war er von ungewöhnlicher Schlagfertigkeit; schnellstes Erfassen einer neuen Frage, verbunden mit einem umfassenden Wissen machten ihn zu einem gefährlichen Gegner, dem man indessen für Belehrung und Anregung dankbar sein mußte, indem man ihm unterlag.

Seit dem Tode von Helmholtz war Boltzmann das unbestrittene Haupt der theoretischen Physik in Deutschland. Ehrungen aller Art sind auf sein Haupt gehäuft worden, die ersten Universitäten warben um ihn. Er hat volle freundliche Befriedigung darin anscheinend nicht gefunden; etwas von dem Verhängnis „wo du nicht bist, da ist das Glück“, lag über ihm, und obwohl er den edelsten Genüssen des Lebens, wie sie die Kunst bietet, zugänglich war, scheint er an einer inneren Lücke gekrankt zu haben. In den letzten Jahren stellten sich wiederholt verzweiflungsvolle Stimmungen ein, und in einer solchen, scheint es, hat er schließlich selbst Hand an sich gelegt.

Daß zwei unserer genialsten Physiker kurz nacheinander in gleicher erschütternder Weise aus dem Leben gegangen sind, mag leicht die Vorstellung erwecken, als ob in der deutschen Physik eine krankhaft überreizte Stimmung weit verbreitet wäre. Ich glaube, daß dem nicht so ist, daß vielmehr die Stimmung, mit der gearbeitet wird, trotz einzelner Enttäuschungen, als freudig und begeistert bezeichnet werden darf. Hoffen wir, daß in dem Kreise der jungen Generation sich Talente finden, welche imstande sind, die vom Tode gerissenen Lücken vollwertig auszufüllen.

Göttingen, den 9. September 1906.

W. Voigt.

(Eingegangen 12. September 1906.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlung des Radiotellurs III[1]): Die Sekundärstrahlung der α-Strahlen.

Von B. Kučera und B. Mašek.[2])

1. Direkte Versuche. Eine lange Zeit hindurch beschäftigten wir uns mit Versuchen, die zum Zwecke hatten, die Sekundärstrahlung, welche beim Auftreffen der α-Strahlen auf eine Metallfläche entstehen könnte, direkt nachzuweisen. Dicht vor die mit einem Drahtnetz bedeckte seitliche Öffnung des Elektroskops (vergl. Fig. 1, S. 337 dieser Zeitschr.) wurde vertikal die Platte mit dem Radiotellur gestellt, doch in einem solchen Winkel gegen die Ebene der Öffnung, daß keine α-Strahlen direkt in das Elektroskop hineingelangen konnten. Dann wurde in einer Entfernung von ungefähr 1,5 cm gegenüber dem Präparat eine vertikale Bleiplatte so aufgestellt, daß die Sekundärstrahlung — ev. auch die reflektierte α-Strahlung, wenn eine solche vielleicht existieren sollte — durch das Drahtnetz der Öffnung hindurch unbehindert in das Elektroskop hineinfallen könnte, nachdem sie eine Strecke von ungefähr 1 bis 3 cm in der Luft zurückgelegt hatte. Bei der kleinen Kapazität und vorzüglichen Isolation des Elektroskops — ein Reststrom von der Ordnung einiger 10^{-15} Amp. rührt von der Selbstionisation der Luft im Elektroskop her — müßte sich eine Sekundärstrahlung, auch wenn sie nur $^1/_{2000}$ der Mutterstrahlung betragen sollte, durch die Erhöhung der Leitfähigkeit der Luft im Elektroskop verraten. Doch fielen alle oft wiederholten Versuche negativ aus.

Weitere Versuche basierten auf folgender Überlegung: Wenn die α-Strahlen eine Sekundärstrahlung vom Typus der β-Strahlen zur Folge hätten, die vielleicht nur einige mm Luftstrecke zu durchdringen imstande wäre, müßte aus der mit Radiotellur bedeckten Platte außer der α-Strahlung auch eine β-Strahlung emittiert werden, die aus der Oberfläche der Kupferplatte, an welcher das Radiotellur niedergeschlagen ist,

1) II: diese Zeitschr. 7. 630, 1906.
2) Auszug aus einer der böhmischen Kaiser Franz Joseph-Akad. d. Wissenschaften in Prag am 8. Juni vorgelegten Arbeit.

herauskäme und auf die Luft in nächster Nähe ionisierend wirken würde. Darnach müßte die Ionisation, welche das Radiotellur verursacht, durch ein starkes, mit der Platte paralleles magnetisches Feld geändert und zwar vermindert werden. Der in Luft von Barometerdruck ausgeführte Versuch ergab ein vollkommen negatives Resultat. Es muß aber bemerkt werden, daß dabei der Effekt der Sekundärstrahlung einige Prozente desjenigen der Mutterstrahlung betragen müßte, um entdeckt werden zu können. Es ist bekannt, daß dieser Versuch, im höchsten Vakuum ausgeführt (J. J. Thomson, Rutherford [1])), zur Auffindung einer sehr langsamen, aus negativen Elektronen bestehenden Sekundärstrahlung (hie und da δ-Strahlung genannt) führte. Doch handelt es sich uns nicht um diese Strahlen, sondern um solche, welche gerade so wie die Sekundärstrahlung der β- und γ-Radiation die Luft in merklichem Maße ionisieren würden.

Noch eine Modifikation des direkten Versuchs wurde angewandt: In den Weg der α-Strahlen wurde ein Platinblättchen eingeschoben und die Ionisation in einem ca. 6 mm vom Blättchen entfernten Kondensator gemessen. Wenn im Raum zwischen Blättchen und Kondensator ein starkes, auf den Strahlen senkrechtes magnetisches Feld hergestellt wurde, erlitt die Ionisation keine Änderung.

Aus allen diesen direkten Versuchen folgt, daß, **wenn beim Auftreffen der α-Strahlen auf eine Metallfläche oder beim Durchdringen durch dieselbe eine Sekundärstrahlung geweckt wird, die Ionisation, welche sie nach dem Durchlaufen einer Luftstrecke von einigen mm Länge zur Folge hat, nicht einmal einen kleinen Bruchteil von 1 Prozent der durch die Mutterstrahlung hervorgebrachten Ionisation beträgt.** Wir waren also vollständig berechtigt, bei den Ausführungen im II. Teile dieser Studie ein sehr kleines Durchdringungsvermögen resp. eine sehr kleine Intensität der hypothetischen Sekundärstrahlung vorauszusetzen.

2. Versuche mittels der Vertauschung der Schirme. Frau Curie [2]) bewies die „transformierende Wirkung der Schirme" oder mit Rutherfords Worten „die Sekundärstrahlung der α-Strahlen" (Radioactivity, S. 188) mittels der Methode der Vertauschung der Schirme. Sie bedeckte nämlich die Öffnung T der Ionisationskammer (Fig. 4 des II. Teils dieser Studie, diese Zeitschr., S. 636) mit zwei aufeinander gelegten sehr dünnen Blättchen aus verschiedenen Metallen, z. B. aus Aluminium und Messing, und ließ die Strahlen des Präparats A einmal in der Richtung $Al \rightarrow$ Messing, das andere Mal in der umgekehrten Richtung Messing $\rightarrow Al$ hindurchgehen. Dabei beobachtete sie beim ungeänderten Abstand AT im ersten Falle den Strom 17,9, im zweiten 6,7 willkürlicher Einheiten. Sie schloß auch, „daß es wahrscheinlich ist, daß die transformierende Wirkung eines Schirmes um so größer ist, je weiter sich der Schirm von der Quelle entfernt befindet", fügt aber hinzu, „daß dieser Punkt noch nicht sichergestellt, und die Natur der Umwandlung noch nicht im einzelnen untersucht ist".

Aus diesem Grunde wiederholten wir diese Versuche mit unserer Einrichtung (Fig. 4 des II. Teils dieser Studie). Schirme aus zwei oder mehreren Metallblättchen wurden auf die Öffnung T gelegt; die zentrische Lage der strahlenden Fläche (von 0,8 cm Durchmesser) wurde mit Hilfe eines schweren Stativs gesichert. Besondere Aufmerksamkeit wurde dem Umstande geschenkt, daß auf die Öffnung T auch nach der Umkehrung immer dieselben Stellen des Schirmes zu liegen kämen. Zu diesem Behufe wurden die Metallblättchen zwischen zwei größere, kreisförmige, mit einer zentralen, etwas größeren als T Öffnung versehene Scheiben aus stärkerem Zinkblech gelegt; auf beide Seiten dieser Scheiben, sowie auch auf die obere Platte $P'P'$ der Ionisationskammer wurden zwei aufeinander senkrechte und im Mittelpunkte der Öffnung T sich schneidende Geraden aufgezeichnet, durch welche die Lage des Schirmes eindeutig bestimmt war. Es wurde übrigens konstatiert, daß die Drehung des Schirmes um 90°, 180° und 270° bei einer und derselben Entfernung AT des Präparats auf die Ionisation keinen Einfluß hatte.

Dann wurden Beobachtungen der Fallgeschwindigkeit des elektroskopischen Blättchens nach folgendem Schema gemacht:

$Pt\,Al$-Schirm. $AT = 16$ mm.

Durchgangsrichtung der Strahlen	Fallzeit des Elektroskops um 5 Sk.	Mittel	Mittel
$Pt \rightarrow Al$	55,8 Sek. 53,8 „	54,8 Sek.	
$Al \rightarrow Pt$	50,0 „ 49,0 „		49,5 Sek.
$Pt \rightarrow Al$	54,0 „ 57,0 „	55,5 „	
$Al \rightarrow Pt$	51,8 „ 48,8 „		50,3 „
$Pt \rightarrow Al$	55,4 „ 53,8 „	54,6 „	
$Al \rightarrow Pt$	51,0 „ 51,8 „		51,4 „
		55,0 Sek.	50,4 Sek.

1) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **13**, 39, 1905; E. Rutherford, Phil. Mag **10**, 193, 1905. Cfr. Radioactivity, 2nd Ed. S. 151.

2) Frau S. Curie, „Untersuchungen über radioakt. Substanzen" S. 74.

Strom	9,95	9,10
Reststrom . . .	0,36	0,36
Korrigierter Strom	9,59	8,74

Auf diese Weise wurden die Ströme für verschiedene Schirme und Entfernungen AT gemessen, wie die nachstehende Tabelle 1 zeigt.

Tabelle 1.

AT mm	1,1	2,1	6,0	8,5	11,0	16,0	16,4	18,5	21,0
Al → *Pt*			77,5		27,0	9,59	7,05	3,55	1,11
Pt → *Al*			73,7		25,6	8,74	7,4	2,05	0,68
Al → *Au*			81,0		30,0	8,9			1,97
Au → *Al*			77,0		28,0	8,15			1,56
2 *Al* → *Au*		69,6	31,0		0,42	0,64			
Au → 2 *Al*		59,9	25,2		4,49	0,37			
3 *Al* → *Au*		20,1	5,60	1,96					
Au → 3 *Al*		14,9	3,77	0,04					
Al → 2 *Au*		70,1	25,6		6,74	0,53			
2 *Au* → *Al*		61,8	21,6		5,07	0,24			
Al → *Ag*	97,2		42,3		8,62				
Ag → *Al*	92,3		39,4		7,50				
Al → 2 *Ag*	0,67	0,38							
2 *Ag* → *Al*	0,10	0,02							
2 *Al* → *Ag*	34,8		8,00	1,28					
Ag → 2 *Al*	29,9		6,85	1,07					
Al → *Cu*			53,5		18,3	3,94			
Cu → *Al*			50,3		16,6	3,02			
Pt → *Au*			61,9		23,7	6,75		1,94	
Au → *Pt*			61,2		24,0	6,70		1,80	

Aus allen Zahlen der Tabelle erhellt überzeugend, daß die von Frau Curie beschriebene Wirkung wirklich existiert, und auch, daß ihre Vermutung betreffs der Abhängigkeit der transformierenden Wirkung von der Entfernung AT, überall erfüllt ist. Es handelt sich aber um die Erklärung dieser Erscheinung. Rutherford führt an der schon zitierten Stelle seines vorzüglichen Buches über die Radioaktivität die Sekundärstrahlung der α-Strahlen als Ursache an. Doch zeigen unsere Versuche, daß die Sache nicht so einfach liegen kann. Die Methode der Umtauschung der Schirme, wenn sie auch unumstritten eine gewisse Umwandlung der Strahlen anzeigt, muß nicht notwendig als beweiskräftig für die Existenz einer Sekundärstrahlung angesehen werden. Es ist ja, um das Gegenstück anzuführen, in der Doktoratsthese von Frau Curie zu lesen, daß es ihr nicht gelang, die Existenz der β- und γ-Sekundärstrahlen, welche doch so leicht direkt bewiesen werden kann, mittels dieser Methode sicher zu stellen.

Zu unseren weiteren Ausführungen brauchen wir die Fig. 1, welche aus den Daten der Tabelle 1 in der Weise konstruiert ist, daß als Ordinaten die Differenzen zwischen den Strömen *Al* → Metall minus Metall → *Al* als Abszissen die entsprechenden Ströme Metall → *Al* aufgetragen sind. Wir sehen, daß bei den einfachen Kombinationen die besagten Differenzen mit dem Strome wachsen und daß sie größer werden, wenn wir von *Pt*/*Al* zum *Au*/*Al*, *Ag*/*Al*, *Cu*/*Al*

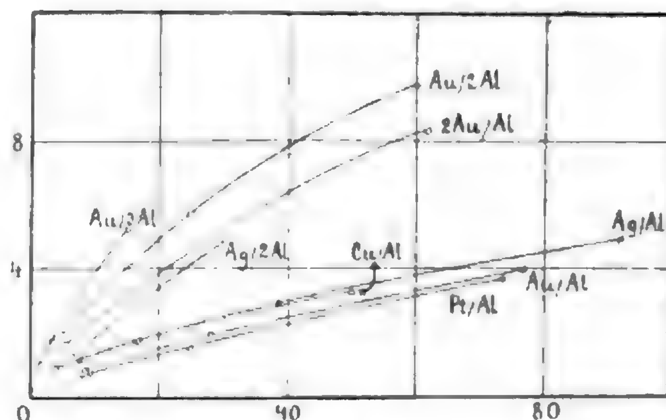


Fig. 1.

fortschreiten. Wenn wir eine wenig durchdringende Sekundärstrahlung voraussetzen würden, müßten wir behaupten, daß diese mit fallendem Atomgewicht wächst, was aber nicht nur dem Verhalten bei anderen Sekundärstrahlungen widerspricht, sondern auch zu der Folgerung führen würde, daß dann die Ströme bei der Durchgangsrichtung Metall → *Al* immer größer sein müßten als bei der umgekehrten, was aber in der ganzen Tabelle 1 auch nicht ein einziges Mal vorkommt. Die Sekundärstrahlung vorausgesetzt, wäre es auch sehr schwer zu erklären, warum die Ordinate um so viel größer ist beim *Ag*/2 *Al* und noch mehr beim *Ag*/3 *Al* als beim *Ag*/*Al*, oder auch desgleichen beim *Au*/2 *Al* oder *Al*/2 *Au* im Vergleich mit *Au*/*Al*. Da müßten wir nur voraussetzen, daß ein Teil der Sekundärstrahlung durch einen oder sogar zwei *Al*-Blätter hindurchgeht, wodurch die tatsächliche Differenz der Strahlung von *Ag* und *Al* beim Umkehren des *Ag*/*Al*- oder *Ag*/2 *Al*-Schirmes gegenüber dem *Ag*/3 *Al*-Schirm vermindert wird. Aber nach dieser Voraussetzung müßte die Sekundärstrahlung durch eine 1,4 cm Luft äquivalente Metallschicht hindurchdringen und noch hinter derselben eine Ionisation verursachen, was aber unseren direkten Versuchen vollkommen widerspricht. Dieselben Schwierigkeiten entstehen bei der Erklärung des nachfolgenden Versuches: Der Kondensator $PP'P'P$ wurde auf ca. 1 cm verengt und die Öffnung T mit dem *Al* → *Pt*-Schirm bedeckt; bei der im weiteren konstanten Entfernung $AT = 1$ cm wurde ein Strom von 24,4 Einh. beobachtet. Nach der Umkehrung des Schirmes war der Strom 22,5. Dann wurde an der ganzen Anordnung nur das verändert, daß das Platinblättchen ca. 1 mm über das *Al* gehoben und befestigt wurde; der Strom sank weiter auf 21,8. Wenn das *Pt* weiter bis zur Entfernung von ca. 0,5 mm vom Präparat gehoben wurde, wurde der noch schwächere Strom von 20,7 Einh. konstatiert.

Wie aus alledem ersichtlich, begegnen

wir bei der Erklärung dieser Erscheinungen auf Grund der Hypothese von der Existenz der Sekundärstrahlung Schwierigkeiten, welche sich nur mittels neuer, ad hoc gemachter Hypothesen beseitigen ließen.

3. **Versuch einer neuen Erklärung.** Es ist interessant, daß wir alle beschriebenen Erscheinungen einwandfrei erklären können, ohne zur Hypothese der ionisierenden Sekundärstrahlung zurückgreifen zu müssen. Auf Rutherfords[1]) Photographien erscheint das Bild eines Spaltes, welches die α-Strahlen im magnetischen Feld auf einer photographischen Platte hervorrufen, breiter in Luft als im Vakuum. Damit ist unzweideutig erwiesen, daß **die α-Strahlen beim Durchgang durch eine Luftschicht eine diffuse Zerstreuung erleiden (scattering of the α-rays)**, d. h. daß die Luft auf sie in einer ähnlichen Weise wirkt, wie ein etwas trübes Medium auf gewöhnliches Licht. Es ist wahrscheinlich, ja sicher anzunehmen, daß etwas Ähnliches beim Durchgang der α-Strahlen durch eine Metallschicht stattfindet. Wenn wir nun voraussetzen, daß diese Zerstreuung vom Atomgewicht abhängt, — was ja nahe liegt — so kommen wir zu einer Erklärung der Erscheinungen, wie sie im § 1 und 2 beschrieben sind. Um die Anschauung zu beleben, stellen wir uns nach der Fig. 2 zwei aufeinandergelegte Blättchen von

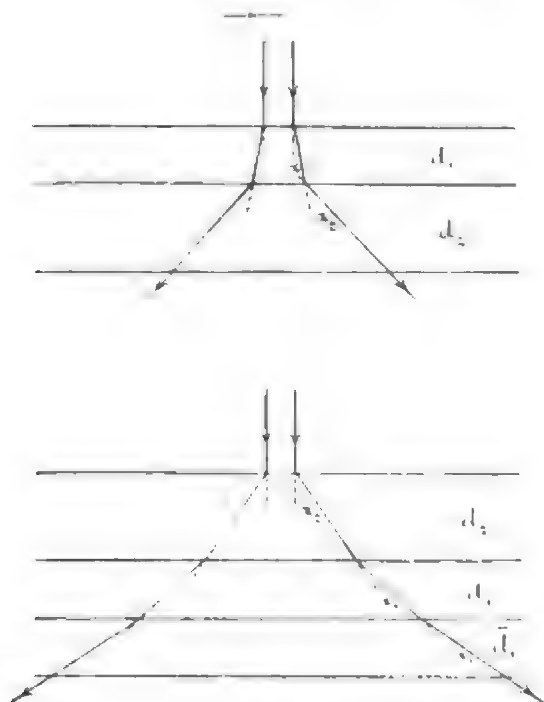


Fig. 2.

verschiedenen Dicken d_1 und d_2 aus verschiedenen Metallen, z. B. *Al* und *Pt*, her. Die diffuse Zerstreuung der Strahlen besteht darin, daß aus einem Bündel ursprünglich paralleler Strahlen, die senkrecht auf das Metall auffallen, nach dem Durchgang durch eine unendlich dünne Schicht des zerstreuenden Mediums ein Strahlenkegel entsteht mit einem desto größeren Öffnungswinkel, je größer das Zerstreuungsvermögen („scattering power") des Mediums ist. Wenn es sich um endliche Dicken der Schicht handelt, haben die Randstrahlen allerdings die Form von Exponentialkurven, doch ist wegen der Einfachheit in der Figur 2 alles so dargestellt, als ob es sich um unendlich dünne Schichten handeln würde. An der Sache ändert das gar nichts. Es sei das Zerstreuungsvermögen der Schicht d_1 (*Al*) durch den Winkel α_1, dasjenige von d_2 (*Pt*) durch α_2 gemessen, und nehmen wir an $\alpha_2 > \alpha_1$. Je schiefer die Strahlen aus dem Schirm heraustreten und je größere Bahn sie im Schirm durchlaufen mußten, desto wenigere von ihnen gelangen in den Kondensator, und desto kürzer sind die übrigbleibenden Bahnen innerhalb des Kondensators — d. h. desto kleiner ist die Ionisation, welche im Kondensator entsteht. Nach der Figur ist nun klar, daß die Divergenz der Strahlen von der **Reihenfolge** der Absorptionsblättchen und von ihrer **Dicke** abhängig ist; wir können sie erhöhen, wenn wir ein weiteres Blättchen $\overline{d_1}$ hinzufügen (Fig. 2 unten), auch wenn dieses Blättchen an und für sich gar keine Zerstreuung verursachen würde. Dadurch wird ganz zwanglos und einfach die Erhöhung der Ordinaten bei den Kurven *Ag*|2 *Al*, *Ag*|3 *Al*, *Al*|2 *Au*, *Au*|2 *Al* auf der Figur 1 erklärt, sowie auch das Kleinerwerden des Stromes in dem später erwähnten Versuche, wenn zwischen das *Pt*- und *Al*-Blättchen eine Luftschicht eingeschoben wurde. Aus den Kurven in Fig. 1 können wir wenigstens angenähert, wie es bei der Schwierigkeit der exakten Versuche und bei der komplizierten geometrischen Natur des Problems nicht anders möglich ist, die Reihenfolge der Metalle in bezug auf ihr „Zerstreuungsvermögen" feststellen. Aus den Ordinaten beim Strom $=40$ entnehmen wir die Werte der Differenzen *Al* → Metall minus Metall → *Al* für *Pt*, *Au*, *Cu*, *Ag* und zwar 2,3, 2,5, 2,8 und 3,0. Da die Divergenz der Strahlen mit der Dicke der Schichten wächst, und die Divergenz für die Dicke gleich eins für das Maß des Zerstreuungsvermögens angesehen werden kann, so bekommen wir relative Verhältniszahlen für diese Größen, wenn wir die Logarithmen der Differenzen durch die Dicken der Blättchen (*Au* 1,65, *Pt* 1,624, *Ag* 3,89, *Cu* 3,08 · 10^{-3} mm) dividieren, wodurch wir zu den Zahlen 241 für *Au*, 224 für *Pt*, 123 für *Ag*, 145 für *Cu* kommen. Wenn wir sie wiederum durch die Quadratwurzeln aus den Atomgewichten dividieren, bekommen wir bei derselben Reihenfolge der

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6. 11, 174, 1905. Tafel IV, Fig. 3.

Metalle die Zahlen 17, 16, 12, 18, die, da sie ja auf Grund von Differenzen zwischen beobachteten Zahlen berechnet, die naturgemäß wenig genau sind, für fast konstant angesehen werden können. Die einzige größere Abweichung beim Silber kann daraus erklärt werden, daß bei diesen Versuchen mit den Sekundärstrahlen ein anderes *Ag*-Blättchen benutzt wurde, das wahrscheinlich eine kleinere Dicke hatte, als das früher benutzte. Aus alledem ist sehr wahrscheinlich, daß das Zerstreuungsvermögen der Metalle gegenüber α-Strahlen mit dem Atomgewicht wächst — und vielleicht mit der Quadratwurzel proportional ist.

Alle unsere bisherigen Ausführungen über die Sekundärstrahlen sollen und brauchen nicht dem von J. J. Thomson und Rutherford experimentell gefundenen Faktum zu widersprechen, daß im höchsten Vakuum sich eine aus β-Strahlen bestehende Sekundärstrahlung nachweisen läßt. Sie führen nur zu dem Schluß, daß diese Strahlung aus sehr langsamen Elektronen besteht, welche bei gewöhnlichem Druck nicht einmal eine sehr dünne Luftschicht zu durchdringen vermögen, so daß sie keine merkliche Ionisation hervorzurufen imstande sind. Allerdings darf man aber die erwähnte δ-Strahlung nicht mit der „Sekundärstrahlung" der Frau Curie identifizieren, wie es Rutherford für möglich hält.

4. Zwei Bemerkungen. Wir wollen nun noch kurz zu zwei Punkten des II. Teils dieser Studie zurückkehren. Der erste betrifft den Umstand, warum bei dem Versuche über die Absorption des Schirmes *Au*/*Al* und *Al*/*Au* nach der Braggschen Methode nur eine so kleine, höchstens 0,3 mm betragende Erhöhung der Ionisationskurve erhalten worden war. Die erste Ursache ist die, daß zwischen dem Schirm und dem engen Kondensator eine sehr dicke Luftschicht eingeschaltet war, die zweite aber die Methode selbst, welche zum Nachweis der Zerstreuung der Strahlen höchst ungeeignet ist. Eine Erhöhung der Kurve um 0,3 mm, also um einen fast in das Gebiet der Beobachtungsfehler fallenden Betrag, ergibt ja für die Änderung der Ionisation beim Umkehren des Schirmes bei derselben Entfernung des Präparats einen prozentuellen Betrag derselben Ordnung, wie die im § 2 nach der Methode der Frau Curie beobachteten.

Die zweite Bemerkung betrifft die Frage, ob nicht auf Grund unserer Ausführungen über die Zerstreuung der Strahlen der ganze im § 7 des II. Teiles dieser Studie beschriebene Effekt, nämlich die Erhöhung der Ionisationskurve bei der Annäherung der absorbierenden Metallschicht zum Kondensator, erklärt werden kann. Aus den Beobachtungsdaten folgt, daß bei größeren Ionisationen von z. B. 10 Einheiten die Wirkung der Zerstreuung einige wenige Prozente beträgt, wogegen bei der Erhöhung der Ionisationskurve um 2 mm die Ionisation um mehr als 100% geändert erscheint. Daraus schließen wir, daß der bei weitem größere Teil des erwähnten Effektes durch die Abhängigkeit der Absorption von α-Strahlen von ihrer Geschwindigkeit verursacht wird, obgleich vielleicht ein kleiner Teil von der Zerstreuung herrühren könnte. Wir sind ja nach Analogie mit allen ähnlichen Naturerscheinungen gezwungen anzunehmen, daß die Eigenschaften der α-Strahlen, also auch ihre Absorbierbarkeit, eine Funktion ihrer Geschwindigkeit ist.

5. Zusammenfassung der Resultate.

a) Es gelang auf keine Weise, eine Sekundärstrahlung, die beim Anprall von α-Strahlen auf eine Metallfläche oder beim Durchdringen durch eine Metallschicht entstehen würde und auf die Luft ionisierend wirkte, durch direkte Versuche nachzuweisen.

b) Die Versuche von Frau Curie über die transformierende Wirkung bei der Vertauschung der Schirme lassen sich durch die Sekundärstrahlung nicht erklären.

c) Eine Erklärung ergibt sich aus der Voraussetzung, daß die α-Strahlen beim Durchgang durch eine Metallschicht diffus zerstreut werden (scattering of the α-rays). Es ist wahrscheinlich, daß das Zerstreuungsvermögen der Metalle mit ihrem Atomgewicht wächst, vielleicht proportional aus der Quadratwurzel aus demselben.

d) Aus a, b und c folgt, daß die Existenz einer die Luft in merklichem Maße ionisierenden und Luftschichten von endlicher Dicke durchdringenden Sekundärstrahlung der α-Strahlen in keiner Weise als unumstößlich bewiesen gelten kann.

Herrn Hofrat Prof. Dr. Strouhal gebührt unser aufrichtigster Dank dafür, daß diese Arbeit in seinem Institut durchgeführt werden konnte.

Physikalisches Institut der böhm. Universität Prag, Anfang Juni 1906.

(Eingegangen 26. Juli 1906.)

Über den Einfluß der Erdbewegung auf elektromagnetische Erscheinungen.

Von J. Farkas.

Herr Kaufmann bemerkt nach Beschreibung seiner neueren Messungen: „Die vorstehenden Ergebnisse sprechen entschieden gegen die Richtigkeit der Lorentzschen und somit der Einsteinschen Grundannahme. Erachtet man diese Grundannahme als hierdurch widerlegt, so würde der Versuch, die ganze

Physik, einschließlich der Elektrodynamik und Optik, auf das Prinzip der Relativbewegung zu gründen, einstweilen als mißglückt zu bezeichnen sein." (Ak. d. Wiss. Berlin 1905, S. 956, Ann. d. Phys. 1906, S. 534.)

Was die elektromagnetischen Erscheinungen samt Optik anbelangt, so scheinen vorläufig bei Bewahrung des „Prinzipes der Relativbewegung" die Cohnschen Grundgleichungen aus dem vorliegenden Vorstellungsbestande hervorzutreten. Ihre rein phänomenologische Beschaffenheit macht es aber vielleicht wünschenswert, nach Grundgleichungen zu suchen, die durch eine möglichst geringe Modifikation der grundlegenden Lorentzschen Gleichungen entstehend sich mit den bisherigen Erfahrungen näherungsweise vertragen. Ich habe daher untersucht, was für eine möglichst einfache Ergänzung an jenen Gleichungen anzubringen wäre, damit dieselben auf die Mittelwerte bezogen und dann in ein sich in der fortschreitenden Bewegung der Erde befindliches Achsensystem und in die lokale Zeit transformiert, mit annehmbaren Vernachlässigungen gerade die Form der von Herrn H. A. **Lorentz** für die Mittelwerte in bezug auf ein ruhendes Achsensystem abgeleiteter Gleichungen annehmen.

I.

Die ursprünglichen Lorentzschen Feldgleichungen sind (Enz. d. math. Wiss., V_2, S. 156):

$$\operatorname{div}\mathfrak{d} = \varrho, \qquad \operatorname{div}\mathfrak{h} = 0$$
$$c \operatorname{rot}\mathfrak{d} = -\frac{\partial\mathfrak{h}}{\partial t}, \qquad c\operatorname{rot}\mathfrak{h} = \frac{\partial\mathfrak{d}}{\partial t} + \varrho\mathfrak{v}.$$

In der Verfolgung meines Vorhabens fand ich mich bewogen, anzunehmen, daß zu einem jedem Atome der ponderablen Materie eine, wenn auch sehr geringe Kondensation des Äthers in dem Atome und in der Umgebung desselben gehört, die bei einer jeden fortschreitenden Bewegung desselben ungeändert mitgeführt wird, und, daß infolgedessen der Ausdruck des elektrischen Gesamtstromes $(\dot{\mathfrak{d}} + \varrho\mathfrak{v})$ um ein neues Glied $\mathfrak{c}_o$ zu ergänzen ist, so daß als primitive Feldgleichungen

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{div}\mathfrak{d} = \varrho, && \operatorname{div}\mathfrak{h} = 0 \\ &c\operatorname{rot}\mathfrak{d} = -\frac{\partial\mathfrak{h}}{\partial t}, && c\operatorname{rot}\mathfrak{h} = \frac{\partial\mathfrak{d}}{\partial t} + \varrho\mathfrak{v} + \mathfrak{c}_o \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

zu betrachten wären.

Der Strom $\mathfrak{c}_o$ wäre in einem Punkte x, y, z um so größer, je größer dort die Kondensation k im Verhältnis zu der mittleren Kondensation k_o der Umgebung ist, und zwar sollte er mit dem Quotienten dieser Kondensationen, d. h. mit

$$\frac{k}{k_o} \equiv \varkappa, \qquad \left(k_o = \frac{1}{\varsigma}\int\limits_{\varsigma} k\, d\varsigma\right) \qquad (2)$$

proportional sein, welche nie eine große Zahl sein möge (ς bedeutet einen sehr kleinen Raumteil, bei welchem die mittlere Kondensation k_o eindeutig durch das Integral bestimmt wird).

Die Kondensation k ist aus den Kondensationen k^{I}, $k^{II}\cdots$ zusammengesetzt, die von den benachbarten Atomen herrühren. Bedeuten $\mathfrak{w}^{I}$, $\mathfrak{w}^{II}$, $\cdots$ die Translationsgeschwindigkeiten dieser Atome, so soll die Geschwindigkeit

$$\mathfrak{w}_{(k)} \equiv \frac{k^{I}\mathfrak{w}^{I} + k^{II}\mathfrak{w}^{II} + \cdots}{k^{I} + k^{II} + \cdots} \qquad (3)$$

als die Geschwindigkeit der Kondensation k gekennzeichnet werden.

Der Strom $\mathfrak{c}_o$ sollte nun durch $\varkappa$ und $\mathfrak{w}_{(k)}$ und durch die Feldvektoren $\mathfrak{d}$ und $\mathfrak{h}$ in

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{c}_o \equiv \varkappa\left\{\frac{\left(\mathfrak{w}_{(k)}\frac{d\mathfrak{d}}{dt}\right)\mathfrak{w}_{(k)}}{c^2 - \mathfrak{w}_{(k)}{}^2} + c\,\frac{[(\mathfrak{w}_{(k)}\operatorname{grad}\mathfrak{h})\,\mathfrak{w}_{(k)}]}{c^2}\right\}, \\ &\left(\frac{d\mathfrak{d}}{dt} = \frac{\partial\mathfrak{d}}{\partial t} + \mathfrak{w}_{(k)x}\frac{\partial\mathfrak{d}}{\partial x} + \mathfrak{w}_{(k)y}\frac{\partial\mathfrak{d}}{\partial y} + \mathfrak{w}_{(k)z}\frac{\partial\mathfrak{d}}{\partial z}, \right. \\ &\mathfrak{w}_{(k)}\operatorname{grad}\mathfrak{h} \equiv \text{ein Vektor mit den Komponenten:} \\ &\qquad \left.\mathfrak{w}_{(k)}\frac{\partial\mathfrak{h}}{\partial x}, \quad \mathfrak{w}_{(k)}\frac{\partial\mathfrak{h}}{\partial y}, \quad \mathfrak{w}_{(k)}\frac{\partial\mathfrak{h}}{\partial z}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

ausgedrückt werden.

In der Voraussetzung, daß $\mathfrak{c}_o$ wegen $\mathfrak{w}_{(k)} : c$ immer sehr klein ist, unterscheiden sich die Gleichungen (1) inhaltlich ebenso wie schon an sich wenig von den Lorentzschen Gleichungen. Um ersteres einzusehen, braucht man nur in das Vektorpotential $\mathfrak{a}$ (l. c., S. 158, XII.) $\varrho\mathfrak{v} + \mathfrak{c}_o$ an Stelle von $\varrho\mathfrak{v}$ zu schreiben, dann die Vektoren $\mathfrak{d}$ und $\mathfrak{h}$ in $\mathfrak{a}$ durch die Potentiale φ und $\mathfrak{a}$ auszudrücken (l. c., S. 157, IX, X.) usf. ins Infinitum zu wiederholen.

II.

Räume, in welchen die von **Lorentz** bei der Definition einer „physikalisch unendlich kleinen Länge" gestellten Postulate (l. c., S. 201) sich miteinander vertragen, werde ich volle Räume nennen.

Die Kondensation um ein Atom kann auf unendlich viele Arten so vorgestellt werden, daß die resultierende Kondensation k und ihre Geschwindigkeit $\mathfrak{w}_{(k)}$ (3) sich im Inneren eines vollen Raumes „langsam" mit dem Orte ändern. Nach einer jeden solchen Vorstellung haben wir im Inneren eines vollen Raumes als (auf einen physikalisch unendlich kleinen Raumteil bezogenen) Mittelwert des Stromes $\mathfrak{c}_o$:

$$\mathfrak{J}_o \equiv \bar{\mathfrak{c}}_o = \frac{\left(\mathfrak{w}_{(k)}\frac{d\mathfrak{d}}{dt}\right)\mathfrak{w}_{(k)}}{c^2 - \mathfrak{w}_{(k)}{}^2} + c\,\frac{[(\mathfrak{w}_{(k)}\operatorname{grad}\mathfrak{h})\,\mathfrak{w}_{(k)}]}{c^2}$$

d. h. (l. c. S. 202, 208, 209):

$$\mathfrak{J}_o = \frac{\left(\mathfrak{w}_{(k)} \frac{d\mathfrak{E}}{dt}\right) \mathfrak{w}_{(k)}}{c^2 - \mathfrak{w}_{(k)}^2} = c \frac{[(\mathfrak{w}_{(k)} \operatorname{grad} \mathfrak{B}) \mathfrak{w}_{(k)}]}{c^2} \quad (5)$$

und die Feldgleichungen für die Mittelwerte (im Inneren eines vollen Raumes) werden somit (l. c., S. 201—209):

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{div} \mathfrak{D} = \varrho, \\ &c \operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}, \\ &\operatorname{div} \mathfrak{B} = 0 \\ &c \operatorname{rot} \mathfrak{B} = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + c \operatorname{rot}\left(\mathfrak{M} + \frac{[\mathfrak{P}\mathfrak{w}]}{c}\right) + \\ &\quad + \varrho \mathfrak{w} + \mathfrak{J} + \mathfrak{J}_o. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

In bezug auf die vollen Räume unserer Erde kann zuversichtlich angenommen werden, daß gegen die Translationsgeschwindigkeit $\mathfrak{w}_{(o)}$ derselben, die relative Geschwindigkeit $\mathfrak{w}_{(k)} - \mathfrak{w}_{(o)} \equiv \mathfrak{w}_{(k)}'$ in allen unseren Beobachtungen, und besonders in den subtileren, genügend klein ist dazu, daß in dem Strome $\mathfrak{J}_o$ Glieder von der Größenordnung:

$$\frac{(\mathfrak{w}'_{(k)} \mathfrak{w}_{(o)})}{c^2 - \mathfrak{w}_{(k)}^2} \frac{d\mathfrak{E}}{dt}, \qquad c \frac{(\mathfrak{w}'_{(k)} \mathfrak{w}_{(o)})}{c^2} \operatorname{grad} \mathfrak{B}$$

vernachlässigt werden können. Mit diesen Vernachlässigungen haben wir als Ausdruck des Stromes $\mathfrak{J}_o$:

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{J}_o = \frac{d}{dt} \frac{(\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{E}) \mathfrak{w}_{(o)}}{c^2 - \mathfrak{w}_{(o)}^2} + c \operatorname{rot} \frac{(\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{B}) \mathfrak{w}_{(o)}}{c^2} \\ &\left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathfrak{w}_{(o)x} \frac{\partial}{\partial x} + \mathfrak{w}_{(o)y} \frac{\partial}{\partial y} + \mathfrak{w}_{(o)z} \frac{\partial}{\partial z}\right). \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

III.

Die Gleichungen (6) sollen jetzt in das Bezugssystem:

$$\left.\begin{aligned} &x' \equiv x - \mathfrak{w}_{(o)x} t, \; y' \equiv y - \mathfrak{w}_{(o)y} t, \; z' \equiv z - \mathfrak{w}_{(o)z} t \\ &t' \equiv t - \frac{\mathfrak{w}_{(o)x} x + \mathfrak{w}_{(o)y} y + \mathfrak{w}_{(o)z} z}{c^2} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

transformiert werden. — Versteht man unter div' und rot' die mit den Koordinaten x', y', z' ausgeführten Operationen, so hat man die Transformationsvorschriften:

$$\operatorname{div} \mathfrak{L} \equiv \operatorname{div}' \mathfrak{L} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial (\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{L})}{\partial t'},$$

$$\operatorname{rot} \mathfrak{L} \equiv \operatorname{rot}' \mathfrak{L} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial [\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{L}]}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial t} \equiv \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial t'} - \left(\mathfrak{w}_{(o)x} \frac{\partial}{\partial x'} + \mathfrak{w}_{(o)y} \frac{\partial}{\partial y'} + \mathfrak{w}_{(o)z} \frac{\partial}{\partial z'}\right) \mathfrak{L} \equiv$$

$$\equiv \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial t'} - \mathfrak{w}_{(o)} \operatorname{div}' \mathfrak{L} + \operatorname{rot}' [\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{L}].$$

Bedient man sich nun mit den Bezeichnungen:

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{E} + \frac{[\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{B}]}{c} \equiv \mathfrak{E}', \quad \mathfrak{B} - \frac{[\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{E}]}{c} - \\ &- \frac{(\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{B}) \mathfrak{w}_{(o)}}{c^2} \equiv \mathfrak{B}', \quad \left(1 - \frac{\mathfrak{w}_{(o)}^2}{c^2}\right) \mathfrak{P} - \\ &- \frac{[\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{M}]}{c} \equiv \mathfrak{P}', \quad \mathfrak{M} \equiv \mathfrak{M}', \quad \mathfrak{E}' + \mathfrak{P}' \equiv \mathfrak{D}', \\ &\mathfrak{H}' + \mathfrak{M}' \equiv \mathfrak{B}', \quad \mathfrak{w} - \mathfrak{w}_{(o)} \equiv \mathfrak{w}', \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

so hat man im Inneren voller Räume der Erde:

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{div}' \mathfrak{D}' = \varrho', \\ &c \operatorname{rot}' \mathfrak{E}' = -\frac{\partial \mathfrak{B}'}{\partial t'}, \\ &\operatorname{div}' \mathfrak{B}' = 0, \\ &c \operatorname{rot}' \mathfrak{B}' = \frac{\partial \mathfrak{D}'}{\partial t'} + c \operatorname{rot}' \left\{\mathfrak{M}' + \frac{[\mathfrak{P}' \mathfrak{w}']}{c}\right\} + \\ &\quad + \varrho' \mathfrak{w}' + \mathfrak{J}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

(Zu der rechten Seite der letzten Gleichung sollte noch das Glied

$$+ \operatorname{rot}' [(\mathfrak{P} - \mathfrak{P}') \mathfrak{w}'] + (\varrho - \varrho') \mathfrak{w}'$$

hinzugefügt werden; die Vernachlässigung dieses Gliedes ist aber von derselben Art wie die oben in Art. II schon vorgenommene). Bei Weglassung der Striche übergehen die relativen Gleichungen (10) in die Lorentzschen absoluten Gleichungen (I'')... (V'') über (l. c., S. 290).

Die mittlere elektrische Kraft, von welcher ein Elektron, das die absolute Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ besitzt, angegriffen wird, auf die Einheitsladung bezogen ist (l. c., S. 209):

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \frac{[\mathfrak{v} \mathfrak{B}]}{c}.$$

In den Fällen, wo die relative Geschwindigkeit $\mathfrak{v} - \mathfrak{w}_{(o)} = \mathfrak{v}'$ gegen $\mathfrak{w}_{(o)}$ klein ist, berechnet sich diese Kraft in den relativen Vektoren (9) zu

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E}' + \frac{[\mathfrak{v}' \mathfrak{B}']}{c}.$$

IV.

Für ein isotropes einfaches Dielektrikum hat man z. B. als Gleichung der Polarisation:

$$l \frac{d^2 \mathfrak{P}}{dt^2} + m \frac{d\mathfrak{P}}{dt} + n \mathfrak{P} = \mathfrak{F},$$

$$\left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathfrak{w}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathfrak{w}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathfrak{w}_z \frac{\partial}{\partial z}\right),$$

wo die Koeffizienten l, m, n nur von der materiellen Beschaffenheit und von der Temperatur merklich abhängen. In dem Bezugssystem x', y', z', t' lauten diese Gleichungen, sofern das Dielektrikum als nicht magnetisierbar betrachtet werden darf:

$$l' \frac{\partial^2 \mathfrak{P}'}{\partial t'^2} + m' \frac{\partial \mathfrak{P}'}{\partial t'} + n' \mathfrak{P}' = \mathfrak{E}' + \frac{[\mathfrak{w}' \mathfrak{H}']}{c}$$

$$(l', m', n') \equiv \frac{(l, m, n)}{1 + \frac{\mathfrak{w}_{(o)}^2}{c^2}}.$$

Es möge der Fall ebener Lichtwellen für $l' = 0$, $m' = 0$, $n' =$ konst., $\mathfrak{w}' = 0$, $\mathfrak{J} = 0$ näher betrachtet werden. Setzt man

$$1 + \frac{1}{n'} = \varepsilon,$$

so sind nach (10) ebene Lichtwellen von der Phase

$$t' - \frac{\alpha' x' + \beta' y' + \gamma' z'}{c : \sqrt{\varepsilon}}$$

in dem Dielektrikum möglich, wo α', β', γ' die relativen Richtungskosinus des Strahles bedeuten, und $c : \sqrt{\varepsilon}$ die nach der Ortszeit genommene relative Geschwindigkeit desselben bedeutet. — Entspricht also der Zurücklegung der Strecke

$$\mathfrak{r}' \equiv (\alpha', \beta', \gamma') \mathfrak{s}'$$

die Änderung $t_2' - t_1'$ der Ortszeit, so hat man

$$t'_2 - t'_1 = \sqrt{\varepsilon} \frac{\mathfrak{s}'}{c}.$$

Für die allgemeine Zeit $t_2 - t_1$, in der die Strecke zurückgelegt wurde, ergibt sich somit nach (8) der Ausdruck:

$$\left(1 - \frac{\mathfrak{w}_{(o)}^2}{c^2}\right)(t_2 - t_1) = t'_2 - t'_1 + \frac{(\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{r}')}{c^2} =$$

$$= \sqrt{\varepsilon} \frac{\mathfrak{s}'}{c} + \frac{(\mathfrak{w}_{(o)} \mathfrak{r}')}{c^2}.$$

Herr Cohn gelangt aus seiner Theorie, bis auf den konstanten Faktor $1 - \mathfrak{w}_{(o)}^2 : c^2$, zu demselben Ausdrucke. In betreff gewisser Konsequenzen dieses Ausdrucks, nämlich an Interferenz (inbegriffen diejenige im negativen Experimente von Herrn Michelson), Geschwindigkeit und Korreption (Mitführung) der Lichtstrahlen, kann ich also auf seine Arbeiten hinweisen (Jubelband Lorentz 1900, S. 521 und 522; Gött. Nachr. 1901; Ann. d. Phys. 1902, S. 45—47). Eine Einwendung in Winkelmanns Handbuch (VI, 1906, S. 1380, Fußnote) würde mir nur einleuchten, wenn die Gegenüberstellung der letzten Glieder der zum Belege daselbst verglichenen beiden Gleichungen maßgebend wäre, was aber nicht zutrifft.

(Eingegangen 2. August 1906.)

Über ein rotierendes elektromagnetisches Feld.

(Entgegnung an Herrn A. H. Bucherer.)

Von R. Gans.

Leider sehe ich mich genötigt, auf die Angriffe des Hrn. Bucherer[1]) noch einmal zu erwidern. In einem Punkte stimme ich allerdings mit Hrn. Bucherer wie mit Hrn. Pflüger überein, daß wir den Lesern überlassen können zu beurteilen, ob meine Kritik[2]) voreilig war.

Nachdem Hr. Pflüger[3]) behauptet hatte, die theoretischen Betrachtungen des Hrn. Bucherer führten in voller Strenge zu dem Resultat, daß die ponderomotorische Kraft auf einen mit der geladenen Kugel rotierenden Magneten dieselbe sei, wie auf einen ruhenden Magneten, wies ich[4]) zunächst darauf hin, daß für rotierende Systeme überhaupt erst einmal nachgewiesen werden müsse, was man als ponderomotorische Kraft auf einen Magneten anzusehen hat. Dieser Nachweis ist gleichbedeutend mit der Untersuchung des Einflusses der Kompensationsladungen.

Daß die Methode des Hrn. Bucherer, $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{H}'$ zu berechnen, nicht einwandfrei sei, habe ich nie behauptet, im Gegenteil, sie ist sogar absolut streng; der von mir eingeschlagene Weg ist allgemeiner, indem er nicht auf Rotationskörper beschränkt ist, aber er unterscheidet sich nicht prinzipiell von dem des Hrn. Bucherer. Ich wandte mich nur dagegen, die Feldstärken $\mathfrak{H}$ oder $\mathfrak{H}'$ ohne weiteres als „Kraft auf die magnetische Menge 1" anzusehen. Der Kraftausdruck muß bewiesen werden, und das hat weder Hr. Pflüger noch Hr. Bucherer bis heute getan.

Ich habe gezeigt, daß dies in Strenge infolge der auf dem Magneten auftretenden Influenzladungen weder $\mathfrak{H}$ noch $\mathfrak{H}'$ ist, daß es aber Versuchsanordnungen gibt, bei denen man praktisch $\mathfrak{H}'$ als Kraft auf die mitbewegte magnetische Menge 1, $\mathfrak{H}$ als Kraft auf die ruhende magnetische Menge 1 ansehen kann. Die Horizontalkomponenten $\mathfrak{H}_s$ und $\mathfrak{H}_s'$ sind aber nicht einander gleich (nicht einmal im Vorzeichen).

Ich muß mich um so mehr wundern, daß Hr. Bucherer so sehr auf seinem Standpunkt beharrt, meine Kritik sei voreilig gewesen, als er doch selbst zugibt[5]), daß er sich versehen hat, als er meinte, daß $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}'$ sei. Aber selbst wenn $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}'$ wäre, hätte Hr. Bucherer nur Feldstärken abgeleitet und nicht bewiesen, daß

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. 7, 502, 1906.
2) R. Gans, Beiblätter zu den Ann. Phys. 29, 1252, 1905.
3) A. Pflüger, diese Zeitschr. 7, 162, 1906.
4) R. Gans, diese Zeitschr. 7, 342, 1906.
5) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. 7, 256, 1906.

sie mit der ponderomotorischen Kraft identisch sind.

Allerdings glaubt Hr. Bucherer, er brauche diesen Beweis nicht mehr zu führen, da Searle[1]) gezeigt habe, daß $\mathfrak{H}'$ die Kraft auf einen mitbewegten Einheitspol sei. Ich hielt ihm entgegen, daß die Searlesche Arbeit nicht auf dem Boden der heutigen Elektronentheorie stehe, da die Kraftgleichung (64) S. 690 die der Maxwell-Hertzschen Theorie sei. Hierauf antwortet Hr. Bucherer[2]), daß die von Searle genutzten Heavisideschen Gleichungen mit denen von Lorentz im freien Äther übereinstimmen. Diese Antwort entspricht nicht meinem Einwand, da ich nichts gegen die von Searle benutzten Feldgleichungen gesagt habe. Herr Bucherer macht denselben Fehler wie vorher: er unterscheidet nicht zwischen Feldgleichungen und Kraftgleichung.

Auf meinen Hinweis, daß die von Searle benutzten Feld- und Energiegleichungen mit Searles Kraftgleichung im Widerspruch sind, und daß nach Searle sich das mit der jetzigen Elektronentheorie unverträgliche Resultat ergibt, auf einen mitbewegten Magneten wirke $\mathfrak{H}'$, auf einen mitbewegten Strom $\mathfrak{H}$, entgegnet Hr. Bucherer nichts. Trotzdem glaubt er die Frage als von Searle bewiesen ansehen zu können; man wird kaum seinen Standpunkt teilen können.

Ferner wirft Hr. Bucherer mir vor, meine Rechnungen seien umständlicher als seine; dabei berücksichtigt er nicht, daß ich den Ausdruck für die Kraft ableite, während er nur das Feld berechnet, und daß mein Resultat nicht nur auf die geladene Kugel, sondern auf ein ganz beliebiges rotierendes geladenes System anwendbar ist. Ich halte auch den Vorwurf, daß meine Endformel (21) kein explizites Resultat angibt, für unberechtigt, denn aus derselben läßt sich unter anderem der Buchererscher Spezialfall, wie ich direkt bei dieser Formel bemerkt habe, sofort mit Leichtigkeit hinschreiben; ich unterließ es, da ich keinen Grund hatte, die Formeln des Hrn. Bucherer zu wiederholen.

Meine Formeln sollen nach Hrn. Bucherers Ansicht im allgemeinen falsch sein, da die Strahlung nicht mit berücksichtigt sei. Nun habe ich aber ausdrücklich an allen hierfür in Betracht kommenden Stellen bemerkt, daß ich Größen 2. Ordnung in $\frac{w}{c}$ vernachlässige. Das pflegt man nicht falsch zu nennen, wenn diese Größen keinen praktischen Einfluß haben; sonst müßte man z. B. das ganze Buch von H. A. Lorentz „Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen" aus demselben Grunde für falsch erklären.

Schließlich noch eine Bemerkung: Hr. Bucherer hält es für unnötig, den Einfluß der Influenzladungen auf dem Magneten zu betrachten, indem er es für Sache des Experimentators hält, die Bedingungen des Experiments so zu wählen, daß die Voraussetzungen der Theorie zutreffen. Ich meine, der Theoretiker soll doch wenigstens formulieren, unter welchen Bedingungen seine Resultate gelten und sich den praktisch möglichen Versuchsbedingungen anpassen, damit der Experimentator weiß, wie er seine Versuchsanordnung zu wählen hat. Denn nach Hrn. Bucherers Ansicht könnte Hr. Pflüger z. B. sagen, seine Formeln seien richtig, es sei Sache des Experimentators, die Erddrehung bei seinen magnetischen Messungen nicht mitzumachen.

Tübingen, Physikal. Institut, 10. Aug. 1906.

(Eingegangen 12. August 1906.)

1) G. F. C. Searle, Phil. Trans. (A) **187**, 675, 1896.
2) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. **7**, 502, 1906.

Die Beziehungen zwischen dem Newtonschen und dem Coulombschen Gesetze.

(Bemerkungen zu den Arbeiten des Herrn V. Fischer.)

Von A. E. Haas.

Herr Fischer hat drei Fälle gefunden, in denen in physikalischen Größen verschiedener Dimensionen verbindenden Gesetzen dieselbe Zahl, nämlich $1{,}5 \cdot 10^7$, auftritt[1]), und schließt nun aus dieser rein zufälligen Übereinstimmung, daß die erwähnte Zahl eine Universalkonstante sei und den Beweis dafür liefere, daß ponderable Masse und Elektrizität identisch seien und ein Weltraumgas als der wesentliche Träger der elektrischen Erscheinungen anzusehen sei. Selbstverständlich kann es sich in diesem Falle nur um die Feststellung einer vielleicht interessanten Kuriosität handeln; von einem wissenschaftlichen Werte kann aber ebensowenig die Rede sein, wie wenn jemand in der zufälligen Übereinstimmung der ebenfalls nur in willkürlicher Weise in Metern gemessenen Beschleunigung der Erde mit der Größe π^2 einen Beweis für die Kugelgestalt der Erde erblicken wollte.

Auch muß es selbst dem Nichtphysiker ganz unglaublich erscheinen, daß diese wunderbare Harmonie zwischen ponderabler Materie, Elektrizität und Weltgas erst seit der Einführung des C. G. S.-Systems bestehen und jeder Physikerkongreß die sich auf das ganze

1) Diese Zeitschrift **6**, 106—107, 1905; **7**, 367—368, 1906; V. Fischer, Grundbegriffe und Grundgleichungen der mathematischen Naturwissenschaft, Leipzig (Barth) 1906, Kap. 13.

Weltall erstreckende Macht haben sollte, durch eine Abänderung der Längeneinheit (es brauchte nur an die Stelle des cm wieder das mm zu treten, das ja ursprünglich dem absoluten Maßsystem zugrunde lag) dem engen Zusammenhange zwischen Materie, Elektrizität und Weltgas nach fast dreißigjährigem Bestehen wiederum ein Ende zu bereiten. Denn sobald auch nur eine von den drei Grundeinheiten des absoluten Maßsystems verändert wird, treten an die Stelle der Universalkonstante drei verschiedene Zahlen, wie dies auch ohne Beweis klar ist und überdies durch den Versuch bestätigt wird.

Einen solchen hat Herr Fischer offenbar nie gemacht. Sonst würde er nicht die Behauptung wagen[1]), das Verhältnis $\frac{e}{m}$ (die spezifische Ladung der Elektronen) liefere, wenn im Newtonschen und Coulombschen Gesetze die Konstanten dieselbe Dimension erhalten, die Universalkonstante, zu der noch ein unwesentlicher Faktor hinzutrete, dessen Zahlenwert sich mit der Wahl der Dimensionsformelsysteme ändere. Die Erfahrung zeigt gerade das Gegenteil. Falls man e und m gleiche Dimensionen gibt[2]), also die Gravitationskonstante dimensionslos annimmt, gleich 1 setzt und dadurch die Zahl der Grundeinheiten von drei auf zwei reduziert[3]) und dann diese beiden Grundeinheiten sowohl nach ihrer Größe als auch ihrer Art wie immer wählt, so nimmt das Verhältnis $\frac{e}{m}$ stets denselben Wert an, nämlich die reine Zahl $1{,}8 \cdot 10^{21}$. Es deckt sich in diesem Falle mit einer Naturkonstante, die durch das Verhältnis der spezifischen Elektronenladung zu der Quadratwurzel aus der Gravitationskonstante gegeben ist und die, da die beiden Größen in allen Maßsystemen dieselbe Dimension haben müssen[4]), von der Art unseres Messens völlig unabhängig ist. Es zeigt sich also, daß in einem solchen Maßsysteme, das Herr Fischer zur Stütze seiner Behauptungen anführt, das Verhältnis $\frac{e}{m}$ gleich $1{,}8 \cdot 10^{21}$, das „Verhältnis zwischen gravitierender und träger Masse" und ebenso das zwischen der Einheit der Elektrizitätsmenge und der der ponderablen Masse gleich eins wird, obwohl nach Herrn Fischer die Gleichheit der drei Verhältnisse und ihre Übereinstimmung mit seiner Universalkonstante „erfahrungsmäßig feststeht".

Herr Fischer könnte nun wohl einwenden, daß die Zahl $1{,}8 \cdot 10^{21}$ das Produkt aus der dritthalbten Potenz seiner Universalkonstante und der Lichtgeschwindigkeit darstelle, also gerade seine Behauptung beweise. Dann müßte aber diese Größe, falls man als Grundeinheit der Länge das mm wählt, also die Lichtgeschwindigkeit $3 \cdot 10^{11}$ wird, $1{,}8 \cdot 10^{22}$ werden. In der Tat erweist sie sich, wie schon früher gezeigt wurde, als ganz unveränderlich. Daß die Zahl für die elektrostatisch bestimmte spezifische Elektronenladung, durch die Zahl der Lichtgeschwindigkeit dividiert, eine Zahl gibt, die mit der Zahl für die Gravitationskonstante ungefähr übereinstimmt, ist eben ein Zufall, der nur dann eintritt, wenn diese drei Zahlen auf Gramm Zentimeter und Sekunde als Einheiten bezogen werden, sonst aber nie.

Aber selbst wenn sich eine „imaginäre Physik" konstruieren ließe, in der es gestattet wäre, Größen verschiedener Dimensionen zu vergleichen, so könnte Herr Fischer nicht völlig recht behalten. Denn seine Behauptung, daß ein „elektrostatisches Gramm" gleich $1{,}5 \cdot 10^7$ g sei, d. h. die elektrostatische Einheit mit dieser Anzahl von g äquivalent sei, ist falsch. Gibt man, wie es Herr Fischer verlangt, den Konstanten im Newtonschen und Coulombschen Gesetze dieselbe Dimension, so ergibt sich stets

$$K = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{m_p^2}{r^2} = \frac{m_e^2}{r^2}\,^{1)}, \text{ also } \frac{m_e}{m_p} = \frac{1}{\sqrt{\gamma}},$$

d. h. die elektrostatische Einheit ist mit $\sqrt{\gamma}$ oder 3900 g äquivalent.[2])

Die Frage nach der Bedeutung der beiden Zahlen $1{,}8 \cdot 10^{21}$ und 3900 ist nun dahin zu beantworten, daß die erste Zahl eine von unseren Maßen völlig unabhängige Beziehung darstellt. Sie sagt aus, daß zwischen zwei Elektronen von gleicher Masse und Ladung die durch das Coulombsche Gesetz bestimmte Kraft zwischen den Ladungen ungefähr $3 \cdot 10^{42}$, also einige Septillionen mal so groß ist als die durch das Newtonsche Gesetz bestimmte Anziehungskraft zwischen ihren Massen. Die zweite Zahl ist ebenso wie etwa das mechanische Wärmeäquivalent von unseren Maßen abhängig und wird in einem Maßsystem mit nur zwei Grundeinheiten gleich eins; sie könnte daher als

1) Diese Zeitschrift **7**, 367, 1906.

2) Natürlich kann dann das e nur elektrostatisch gemessen werden, da ja seine Einheit nach elektrostatischen Wirkungen definiert wird.

3) Vgl. diese Zeitschrift **6**, 204—205, 1905.

4) Natürlich ist immer elektrostatische Messung vorausgesetzt.

1) m_p ist die Zahl der Gramme, m_e die der elektrostatischen Einheiten, γ die Universalkonstante, deren reziproker Wert mit der Gravitationskonstante zusammenfällt.

2) Andere Ungenauigkeiten mögen hier nicht näher erörtert werden. So wäre es z. B. richtiger, zu sagen, daß im astronomischen Maßsysteme die Gravitationskonstante dimensionslos sei, und auch vom logischen Standpunkte aus einwandfreier, die Größe der Masse (falls man zeigen will, daß sie nur eine Rechnungs- und keine Fundamentalgröße darstellt), aus der Beschleunigung abzuleiten, statt aus der Kraft, die ja bereits eine Masseneinheit voraussetzt. (Grundbegriffe usw. S. 64—66.)

elektrisches Massenäquivalent bezeichnet und vielleicht durch folgendes Bild am ehesten veranschaulicht werden: Es würden zwei Kugeln von der gleichen Masse von 3900 *g*, wenn sie sonst unter keinerlei Einflusse stehen, trotz der gegenseitigen Massenanziehung im Gleichgewichte bleiben, wenn sie beide mit der elektrostatischen Einheit gleichnamiger Elektrizität geladen wären.

Wien, 10. Juli 1906.

(Eingegangen 12. Juli 1906.)

Schöne Metallbäume durch innere Ströme nach besonderer Methode.

Von W. Holtz.

Nachdem ich gesehen, daß die Baumbildung bei äußeren Strömen durch Verkleinerung der Kathode eine besondere Begünstigung erfährt[1]), lag es nahe, zu versuchen, ob nicht auch bei inneren Strömen durch ein analoges Mittel ein ähnlicher Effekt zu erzielen sei. Um dies zu erproben, steckte ich zunächst ein Zinkstäbchen, das mit Ausnahme der untersten Spitze mit Siegellack überzogen war, in Bleiacetat, aber es bildete sich kein Baum. Der Grund war, daß, wenn sich auch an der untersten Spitze Blei niederschlug, doch der Prozeß wegen Strommangels aufhörte, da gewissermaßen die Anode fehlte. Die Flüssigkeit mußte also den ganzen Zinkstab berühren, nur mußte verhütet werden, daß sie sich an diesem Blei niederschlug mit Ausnahme des untersten Teils.

Letzteres erreichte ich nun, indem ich das Stäbchen mit einer drei- bis vierfachen Lage von dünnem Schreibpapier umgab und mit einem Zwirnfaden zusammenschnürte. Löschpapier genügt nicht, und das Papier muß auch fest gewickelt sein, und die Windungen des Fadens müssen eng aneinander liegen, damit zwischen Metall und Papier kein Zwischenraum bleibt. Im übrigen verfährt man am besten so: Man schneidet aus gut 1 mm dickem Blech mit der Schere 5 cm lange Streifen ab, deren unteres Ende $1\frac{1}{2}$ mm breit ist, während das obere die doppelte Breite haben mag, hämmert sie gerade, da sie sich beim Abschneiden geworfen haben, und nimmt mit der Feile oder dem Schleifstein die scharfen Kanten fort. Das Papierband, das man umwickelt, mag $2\frac{1}{2}$ cm breit sein. Man legt es an das schmale Ende des Blechstücks so, daß es unten mit demselben abschneidet. Zuvor muß aber das anzulegende Ende schräg geschnitten werden, damit das Papier wegen der Keilform des Bleches beim Umwickeln nicht zu schnell hoch kommt, damit also der Streifen unten auch genügend oft umwickelt wird. Das fertige Blech steckt man mit dem nicht umwickelten Ende von unten in den Schlitz eines Korkes und setzt diesen auf ein Pulverglas, das man bis zum Halse mit der betreffenden Flüssigkeit füllt. Ein kleiner Teil der Zwirnumwicklung muß aber noch über der Flüssigkeit liegen. Schon nach einer Stunde sieht man am untersten Ende des Blechs ein Bäumchen meist von runder Form, das nach 24 Stunden bei einem Durchmesser von 2—4 cm gewöhnlich so weit gewachsen ist, daß es nur noch wenig größer wird. Der Blechstreifen muß natürlich oxydierbarer sein, als das Metall der Flüssigkeit, so daß man für einen Zinkbaum also Magnesium nehmen muß. So habe ich nicht bloß von Blei, Zinn und Silber, sondern auch von Kadmium, Kobalt, Kupfer, Platin und Gold hübsche Bäume und selbst von Zink, Wismut und Antimon kleine Bäumchen erzielt.

Daß sich Blei, Zinn und Silber auch an nicht umwickelten Stäbchen baumförmig niederschlagen, ist freilich lange bekannt. Nicht immer jedoch entsteht so ein Baum, zuweilen nur ein Überzug, der bei gewisser Dicke abfällt, und nie ein Baum von rundlicher Form. Bei andern Metallen setzt sich meist nur eine pulverförmige Masse ab, die gleichfalls leicht abfällt, z. B. an einem Zinkstabe, den man in eine Kupferlösung steckt. An Aluminium setzt sich sonst kein Metall baumförmig, durch Umwicklung habe ich aber auch an diesem ein kleines Silberbäumchen erzielt. An Blei entsteht in Bleiacetat sonst keine Vegetation, während sich bei der Umwickelung zwei gelbgraue nach oben gerichtete Äste bildeten, welche zeigten, daß die Flüssigkeit noch andre Metalle enthielt. Daß die Umwicklung die Baumbildung begünstigt, ist somit zweifellos, und daß sie so wirken muß, ist ja auch leicht zu verstehen. Über Einzelheiten der so erzielten Bäume führe ich noch das Folgende an.

Blei. Ich benutzte nur das käufliche Acetat. Die an Zinkstäbchen erzeugten Bäume zeichneten sich durch auffallend großplattige Blätter aus, die natürlich nicht gebogen, sondern völlig eben und an der Außenseite wie Palmblätter ausgezackt waren. So große Platten bis 1 cm Durchmesser habe ich an anderen Bleibäumen sonst nicht gesehen. An einen Kadmiumstab setzte sich kein Blei an.

Zinn. Ich benutzte nur das käufliche Chlorid. Die an Zinkstäbchen erzeugten 3 bis 4 cm großen Bäume waren vielästig, aber dabei mehr fasrig als blättrig formiert. Nur zu Anfang waren die Bäume metallglänzend, später nahmen sie eine graue Farbe an. An Blei und Kadmium fand kein Niederschlag statt.

Kadmium. Ich benutzte das Chlorid

1) Diese Zeitschr. 6, 480, 1905.

und erzielte an Zinkstäbchen 3 cm große Bäume von feiner Struktur, die allmählich aber auch ihren Glanz verloren. Ähnlich wie an Zink, aber nicht besser, erhielt ich sie an Magnesium.

Zink. Die aus Zinkchlorid an Magnesium erzeugten Bäumchen waren von vornherein hellgrau und später wurden sie dunkelgrau. Sie hatten nur wenig Äste und waren so locker, daß sie leicht abgeschüttelt wurden.

Wismut. Die aus basischem Wismutnitrat an Zink erzeugten Bäumchen waren ganz den Zinkbäumchen ähnlich, auch was die Farbe betrifft.

Antimon. Ich benutzte den *Liquor stibii chlorati*. Sehr langsam schied sich daraus unter Gasentwicklung ein dauernd metallglänzendes traubenförmiges Bäumchen aus. Noch langsamer geschah dies an einem Eisenstabe.

Kobalt. Die aus Kobaltchlorid an Zink erzeugten Bäume waren größer als die vorgenannten, auch astreicher und hatten auch metallischen Glanz.

Kupfer. Ich benutzte das Sulfat, Nitrat und Chlorid und stellte die Bäume zunächst an Zinkstäben dar. Zuerst setzte sich gewöhnlich ein braunes Pulver ab, und, nachdem dies abgefallen war, fing die Baumbildung an. Die kaum 3 cm großen Bäume hatten wenig Zweige, und die Zweige zeigten mehr eine traubenartige Form. Der Metallglanz blieb längere Zeit erhalten. An Zinn entstand nur ein kleiner, an Blei überhaupt kein Baum.

Silber. Ich benutzte das Nitrat und hierbei zuerst Zink- und Kupferstäbe. An Zink entstand ein großer Baum mit langen, dünnen und vorzugsweise nach oben gerichteten Zweigen. An Kupfer zeigte sich ein Gebilde von mehr traubenförmiger Gestalt. Bei letzterem war der Metallglanz völlig, bei ersterem nur teilweise konstant. An einem Zinnstabe setzte sich neben einem kleinen Bäumchen ein schwarzes Pulver ab. An Aluminium war das Bäumchen nur 1 cm groß.

Gold. Das aus Goldchlorid (1 g der trockenen Substanz genügt) an Zink erzeugte Bäumchen war ähnlich dem Kobaltbäumchen und so fest, daß ich es abnehmen und mit einer Feile streifen konnte.

Platin. Das aus Platinchlorid (auch hier genügt 1 g) an Zink erzeugte Bäumchen war von gleicher Form und gleicher Konsistenz.

Steckt man in eine Salzmischung zweier Metalle dasjenige Metall, welches von beiden das oxydierbarere ist, so scheidet sich bekanntlich nur das edlere ab, aus Kupfer- und Silbernitrat an Kupfer also nur Silber. Für solche Trennung edler Metalle von unedlen, scheint mir die Umwicklung besonders zweckmäßig, weil die Ausscheidung nicht in Pulver-, sondern in Baumform erfolgt und so leichter erkennbar, und das Ausgeschiedene leichter herausnehmbar ist. Daß sie auch dienen kann um zu erkennen, ob in einem Metallsalze noch Spuren anderer Metalle sind, ist bereits oben erwähnt. Steckt man in eine Metallmischung ein Metall, das oxydierbarer ist als diejenigen der Mischung, so sollte man annehmen, daß sich beide gleichzeitig absetzen würden. Ich versuchte so an einem Magnesiumstäbchen aus Zink- und Kupfersulfat einen Messingbaum zu gewinnen, was indessen nicht gelang.

Daß aus Cyankaliumverbindungen sonst keine selbsttätigen Niederschläge entstehen, ist bekannt. Ich prüfte, ob es vielleicht mit Hilfe der Umwicklung gelänge. Aber es kam kein Baum.

Außer den genannten Metallen habe ich noch Eisen, Nickel und Chrom versucht, aber keine Bäume erhalten.

(Eingegangen 9. Juli 1906.)

Beiträge zu Marconis Versuchen der gerichteten drahtlosen Telegraphie.

Von K. E. F. Schmidt.

Die im Mai der Royal Society (Sitzung vom 4. Mai) vorgelegten Versuche Marconis, die elektrischen Wellen eines Senders für drahtlose Telegraphie mit horizontal gespannten Drähten zu senden oder zu empfangen, haben ergeben, daß für bestimmte Winkelstellungen des Drahtes größte und kleinste Wirkungen auftreten. Diese schönen Versuche haben neben dem praktischen auch ein sehr wichtiges theoretisches Interesse, da sie zur Klärung der Frage über die Ausbreitung der Wellen um einen Sender beitragen.

Ich habe einen Teil der Marconischen Versuche Mitte Juni mit dem gleichen Erfolge wie Marconi wiederholt und einige neue anschließen können, über die ich im folgenden berichte.

Sende- und Empfangsstation liegen in einem Abstand von ca. 350 m frei im Felde. Der Sendedraht bestand bei diesen Versuchen aus Kupferlitze (ca. 2,5 mm Durchmesser); sein oberes Ende war gut isoliert etwa 31 m über dem Erdboden befestigt; der Draht hing vertikal und sein unteres Ende war über eine variable Induktanz an den einen Pol einer doppelten Funkenstrecke gelegt, deren anderer Pol geerdet war.

Erregt wurde die Funkenstrecke durch einen an einen Wechselstromgenerator angeschlossenen Induktor mittlerer Größe. Durch lose induktive Kopplung war der Sendedraht mit einem Dönitz-Wellenmesser verbunden, der sein[illegible] lose induktiv gekoppelt war

Digitized by Google

mit einem Stromkreis, der einen Barretter enthielt. Auf diese Weise konnte gleichzeitig die Länge und Stärke der Welle im Sender gemessen werden und vor allem war es möglich, die Sendebedingungen zuverlässig zu kontrollieren und innerhalb 1 Proz. konstant zu halten.

Der horizontal gespannte Empfängerdraht war angeschlossen an eine veränderliche Induktanzspule von maximal 290000 cm Selbstinduktion und über einen Barretter höherer Empfindlichkeit geerdet.

Die Barretterwirkungen wurden auf der Sendestation mit einem Zeigergalvanometer (Voltempfindlichkeit 10^{-4} Volt für 1 Skalenteil), auf der Empfangsstation mit einem Spiegelgalvanometer ($7,5 \times 10^{-7}$ Volt für 1 sc.) gemessen.

Mit dieser Anordnung[1]) wurden folgende Versuche wiederholt angestellt:

1. **Versuch.** Verglichen wurde die Empfangswirkung in einer vertikalen 29,8 m langen Antenne, deren oberes Ende ca. 15 m über dem Erdboden hing, mit der in einem horizontal, ca. 1,5 m über dem Erdboden, gespannten Draht von 29,6 m Länge in 0°-Stellung.[2])

Bei dem vertikalen Empfänger zeigte das Galvanometer 168 sc., bei dem horizontalen nur 111 sc., also erheblich schwächere Wirkung.[3])

2. **Versuch.** Eine horizontale Antenne von 51,8 m Länge wurde in 0°-Stellung in verschiedener Höhe über dem Erdboden ausgespannt. Bei 1,15 m über Erde betrug die Galvanometerwirkung 302 sc., bei 2,30 m Abstand dagegen weit über 500 sc.

Die Wirkung im Barretter steigt also mit zunehmendem Abstand des Horizontaldrahtes von der Erdoberfläche.

3. **Versuch.** Von dem horizontal gespannten 32 m langen Draht wurden 9—10 m zurückgespannt, so daß der hintere Teil des Drahtes einen spitzen Winkel bildete. Die Wirkung am Resonanzpunkt der Kurven wurde dadurch von 165 sc. auf 112 sc. geschwächt.

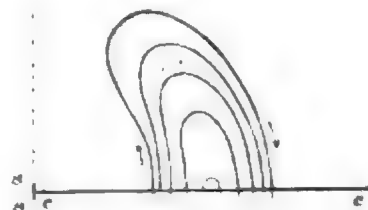
4. **Versuch.** Die Winkelstellung kleinster Wirkung wurde für Drähte verschiedener Länge in gleichem Abstand vom Erdboden und für Drähte gleicher Länge, aber in verschiedenem Abstand von der Erde, aufgesucht. Die Feststellung des Winkels war mit großer Schärfe möglich; zwei Drähte von ca. 25 m und 40 m Länge gaben in 1,50 m Abstand vom Boden den gleichen Winkelwert (ca. 110°)[1]), dagegen wurde für den 25 m langen Draht in 2,50 m Höhe der Winkel merklich größer.

5. **Versuch.** Von der Sendestation wurden Wellen verschiedener Länge λ mit gleicher Stärke ausgesendet und von einem 25 m langen horizontalen Empfangsdraht in 0°-Stellung aufgenommen. Die Wirkungen am Resonanzpunkt zeigen ein Minimum bei $\lambda =$ ca. 190 m und ca. 240 m.

Die für den Resonanzpunkt bei verschiedenen λ gemessenen Werte φ in Skalenteilen gibt folgende Tabelle:

$\lambda =$ 169 m,	$\varphi =$ 116 sc.	$\lambda =$ 234 m,	$\varphi =$ 132 sc.
177 „	94	244 „	125
185 „	84	254 „	133
195 „	84	266 „	154
207 „	92	280 „	163
222 „	101		

Die zuerst von **Marconi** beobachtete Wirkung in horizontalen Empfangsantennen läßt sich in den Grundzügen mit Hilfe der von **Heinrich Hertz** berechneten Kraftlinien um einem Oszillator erklären. Nach **Hertz**[2]) schnüren sich von einem Sender Linien elektrischer Kraft ab, deren Gestalt in Fig. 1 reproduziert ist, und



durchlaufen mit Lichtgeschwindigkeit den Raum. In jedem Punkt der Kurve ist die Richtung der Kraft tangential zur Kurve und die Stärke umgekehrt proportional dem Abstand zweier benachbarter Linien. Für uns kommt nur der über der Erdoberfläche (*ee*) liegende Teil der Linien (in der Figur ausgezogene Kurven) in Betracht.

Gleitet ein solches Gebilde längs der Erde, so werden in einem horizontalen Empfangsdraht Schwingungen von denjenigen Elementen er-

1) Für jede Versuchsanordnung wurde eine Resonanzkurve aufgenommen und daraus die Wirkung für den Resonanzpunkt ermittelt, diese Werte finden sich unten angegeben und sind zum Vergleich herangezogen. Nur durch dieses zwar etwas zeitraubende Verfahren erhält man zuverlässig die gewünschten Werte für den Resonanzpunkt, man hat dabei den Vorteil, auch für die Berechnung der Dämpfung Anhaltspunkte zu gewinnen.

2) Als 0°-Stellung bezeichne ich die Lage des Drahtes, bei der er parallel zur Richtung Sender—Empfangsstation liegt, mit dem freien Ende von dem Sender abgewandt.

3) Für die Praxis ergibt sich somit, daß bei horizontaler Antenne die Energie der ausgehenden Welle weit unvollkommener ausgenutzt wird als bei vertikaler Anordnung. (Siehe **K. E. F. Schmidt**, Elektrotechnische Zeitschrift 1906.)

1) Gezählt von der 0°-Stellung ab.

2) Siehe **Hertz**, Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 151.

zeugt, welche eine zu *ee* parallele Komponente besitzen, während für die Vertikalantenne die senkrecht zu *ee* stehenden Linienelemente in Betracht kommen.

Bei einem vertikalen Empfangsdraht ist nun die Zahl der wirksamen Elemente größer und ihre Intensität stärker als bei einem horizontal gespannten. Ist bei beiden gleiche Länge vorhanden, so muß im vertikalen Draht stärkere Wirkung auftreten als im horizontalen. (Versuch I.)

Da weiter die Dichte der Linien an den horizontal laufenden Teilen der Kurve um so geringer ist, je mehr diese im Zentrum des abgeschnürten Gebildes liegen (Nähe der Erdoberfläche *ee*), so muß mit steigender Erhebung des Drahtes eine stärkere Wirkung beobachtet werden. (Versuch II.)

Spannt man einen Teil des Drahtes zurück, so hebt die in diesem erzeugte Schwingung entsprechende Mengen der Wirkung im andern Teil auf, da die erregenden Kräfte im gleichen Sinne auf die Drahtteile wirken; mit der Länge des zurückgespannten Teils nimmt auch die Gesamtwirkung ab. (Versuch III.)

In dieser Weise gedeutet, stellen die Versuche eine experimentelle Bestätigung der von Hertz entwickelten Anschauungen über die Kräfte um einen Oszillator dar.

Über die Versuche IV und V soll später ausführlich berichtet werden.

Halle a/S.-Cröllwitz, Physikalische Versuchsstation, im August 1906.

(Eingegangen 20. August 1906.)

Vielfach-Telephonie mittels des Telegraphons.

Von J. W. Giltay.[1])

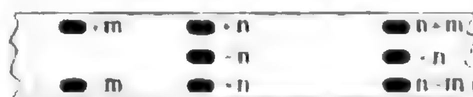
Antwortlich der Bemerkung des Herrn Ruhmer (diese Zeitschrift 7, 601—602, 1906) auf meine Mitteilungen über diesen Gegenstand möchte ich kurz das Folgende erwähnen.

Die von Herrn Ruhmer S. 602 abgebildeten Inskriptionen werden sich ebensogut als die in meiner Fig. 3 (diese Zeitschr. 6, 573, 1905) skizzierten zu gleicher Zeit über eine Telegraphenlinie übertragen lassen. Aber ebensowenig wie die Inskriptionen meiner Figuren 3, 4 und 5 eine getreue Wiedergabe des sie erzeugt habenden Klanges veranlassen können, ebensowenig werden die von Herrn Ruhmer gezeichneten Inskriptionen dazu imstande sein. Die Ursache davon deutete ich schon an am Ende meines zitierten Aufsatzes:

1) Die Diskussion über diesen Gegenstand wird, nachdem die Beteiligten sich je zweimal zu der ersten Giltayschen Mitteilung zu äußern Gelegenheit hatten, hiermit geschlossen. Die Redaktion.

„daß in der Absendestation die zusammengehörigen Fixierungen immer zu gleicher Zeit entstehen und daß diese nicht ausschließlich zu gleicher Zeit in der Empfangsstation ihre stromerregende Wirkung ausüben."

Die Behauptung des Herrn Ruhmer, eine gleichpolige Quermagnetisierung sei unmöglich, ist nicht richtig. Ich will gern zugeben, daß die Wirkung des *NN*-Magneten (Fig. 1 meines oben zitierten Aufsatzes) schwächer sein wird als diejenige des *NS*-Magneten; dieser Übelstand würde sich jedoch wahrscheinlich teilweise vermeiden lassen, wenn man statt des *NN*-Magneten einen *NSN*-Magnet nimmt. Die Elementarbeschreibung mit dem *NS*- und dem *NSN*-Magnet würde dann wie nachstehende Figur aussehen. Die Fixierung $-n$ würde in



den Windungen des *NS*-Magneten gar keinen Strom induzieren.

Abgesehen von Intensitätsdifferenzen würde man auf diese Weise von zwei übereinander geschriebenen Gesprächen eine ebenso genaue Reproduzierung erhalten als bei der ursprünglichen Poulsenschen Vorrichtung für ein einzelnes Gespräch. Es ist jedoch nicht möglich, von der oben von mir skizzierten Inskription auf einmal auf telegraphischem Wege eine Kopie zu machen, zur Doppeltelephonie eignet sich also auch diese Magnetgruppierung nicht.

Delft, Holland, 7. September 1906.

(Eingegangen 8. September 1906.)

Eine billige Hochspannungsbatterie für elektrostatische Messungen.

Von J. Herweg.

Seite 182 des 7. Jahrganges dieser Zeitschrift wurde von F. Krüger eine Batterie für elektrostatische Messungen beschrieben, die aus kleinen Kadmiumelementen aufgebaut war. Der große Vorteil dieser Batterie besteht in der wohldefinierten Spannung und ihrer fast völligen Unabhängigkeit von der Temperatur; ein Nachteil in dem hohen Preis, der sich bei einer derartigen Anordnung kaum wird niedriger stellen lassen. Für die Hand des Praktikanten z. B. wird eine derartige Batterie im allgemeinen zu schade sein.

Mir kam es darauf an, eine Batterie zu konstruieren, die jeder Institutsmechaniker leicht für einen sehr geringen Preis selbst bauen kann und die dabei eine doch einigermaßen konstante Spannung aufweist.

Die Batterie ist kurz eine Wasserbatterie, die vollständig in Paraffin eingegossen ist, und infolgedessen den Vorteil hat, daß man sie in jeder beliebigen Lage benutzen kann.

Die Herstellung ist sehr einfach.

In eine käufliche Paraffinplatte von den ungefähren Dimensionen $16 \times 27 \times 2$ cm werden mit dem Spiralbohrer auf der Drehbank $14 \times 24 = 336$ Löcher von $\frac{1}{2}$ cm Durchmesser und 1 bis $1\frac{1}{2}$ cm Tiefe gebohrt. (Bei Herstellung einer größeren Anzahl von Exemplaren wird man zweckmäßig das Paraffin in eine entsprechende Form gießen.) In diese Löcher werden die Elektroden der Batterie versenkt, die man sich praktisch folgendermaßen herstellt. Einen Kupfer- und einen Zinkblechstreifen von geringer Dicke und je einer Breite von etwa $1\frac{1}{2}$ cm lötet man der Länge nach aneinander, derart, daß sie an der Lötstelle etwa 1 mm übereinandergreifen. Durch Schnitte senkrecht zur Lötlinie zerteilt man den Doppelstreifen in kleine 2 mm breite Kupfer-Zinkstäbchen, die nun noch U-förmig gebogen und in die Paraffinlöcher eingesenkt werden, so daß das Kupferende im einen, das Zinkende im nächsten Loch sich befindet. Man hat so eine zickzackförmige Reihe von 334 hintereinandergeschalteten Kupfer-Zinkelementen. An die beiden freien Pole sind dünne Kupferdrähte angelötet und führen, in das Paraffin eingeschmolzen, zu außen befestigten Klemmschrauben. Man kann natürlich auch beliebige Unterteilungen einführen. Nun werden die Löcher zu $\frac{3}{4}$ mit destilliertem Wasser gefüllt und das Ganze mit geschmolzenem Paraffin übergossen, nachdem vorher die Oberfläche mit dem Brenner erhitzt war. Bei dem Zugießen muß man sorgfältig verfahren. Es bilden sich nämlich leicht von den Löchern ausgehend, infolge der Erwärmung der Luft im Innern, kleine Kanäle, durch die eventuell später das Wasser verdampfen würde. Durch wiederholtes Erwärmen und Übergießen mit Paraffin kann man sie aber leicht vollkommen verstopfen. Die so bereitete Paraffinplatte mit den zwei herausragenden Poldrähten wird nun in einen etwas weiteren Holzkasten gelegt, dieser mit fast bis zum Sieden erhitzten Paraffin vollständig vollgegossen und mit einem Deckel verschlossen.

Die Dimensionen der fertigen Batterie sind $17 \times 28 \times 4\frac{1}{2}$. Infolge der hohen Temperatur hat sie zunächst eine etwas höhere Spannung als später. Bei dem angefertigten Modell stellte sich nach mehreren Tagen eine konstante Spannung von etwa 240 Volt ein.

Um die Batterie auf ihre Brauchbarkeit zu prüfen, habe ich ihren Temperaturkoeffizienten bestimmt und untersucht, wie Kurzschlüsse auf sie einwirken.

Zur Bestimmung des Temperaturkoeffizienten wurde die Batterie in ein doppelwandiges Blechgefäß gelegt, das durch Eiswasser gekühlt werden konnte. Der Raum, in dem sich die Batterie befand, wurde mit Chlorkalzium getrocknet, um Isolationsfehler zu vermeiden. Zur Messung der Spannung diente ein Elster und Geitelsches Elektrometer, das vorher in Volt geeicht war; einem Millimeter der Skala entsprach eine Spannungsdifferenz von 13 Volt, man konnte also auf 1,3 Volt genau ablesen.

Bei einer Anfangstemperatur von 24^0 zeigte das Elektrometer eine Spannung von 242 Volt. Die Temperatur wurde nun auf 5^0 erniedrigt und so lange konstant gehalten, bis sich die Spannung nicht mehr änderte. Die bei 5^0 ermittelte Spannung betrug dann 220 Volt. Für rund 20^0 Temperaturdifferenz ergibt sich eine Spannungsdifferenz von 22 Volt, für 1^0 also 1,1 Volt, eine lineare Änderung der Spannung mit der Temperatur vorausgesetzt. In Prozenten beträgt demnach die Spannungsänderung pro Grad nicht ganz 0,5 Proz.

Für viele Versuche ist eine derartige Genauigkeit ausreichend, im übrigen läßt sich ja auch die Spannung durch Ablesen der Temperatur jederzeit bestimmen.

Zum Schluß möchte ich noch einige Versuche erwähnen, die ich über das Verhalten der Batterie gegen Kurzschluß angestellt habe. Die Batterie wurde bei einer Reihe von Versuchen eine bestimmte Zeit kurzgeschlossen und dann beobachtet, wie die Spannung nach Aufhören des Kurzschlusses wieder anstieg.

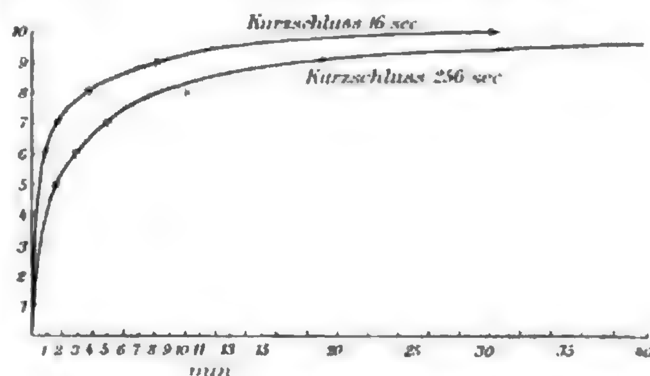


Fig. 1.

Die beiden Kurven in Fig. 1 geben ein Bild des Anstiegs, die obere nach einem Kurzschluß von 16 sec, die untere nach einem solchen von 256 sec. Die Ordinaten geben die Spannungen in Teilstrichen des Elektrometers, die Abszissen die Zeit in Minuten. Teilstrich 10 entspricht einer Spannung von 220 Volt. Die Kurven ähneln denen, die W. Jäger[1]) für den Ablauf der Polarisation in einem Kadmiumelement mit festem Bodenkörper gefunden hat, nur erscheint hier die Zeit, bis die Polarisation ganz verschwunden ist, etwas vergrößert, weil natürlich

1) Ann. Phys. **14**, 728, 1904.

der feste Bodensatz fehlt; es ist eine reine Diffusionskurve. In den beiden folgenden Tabellen sind noch Erholungszeiten nach verschieden langen Kurzschlüssen angegeben. Unter Erholungszeit verstehe ich die Zeit, die die Batterie braucht, um die vor dem Kurzschluß vorhandene Spannung nachher wiederzuerlangen.

A.		B.	
Kurzschluß sec.	Erholungszeit min.	Kurzschluß sec.	Erholungszeit min.
1	3	1	$1^1/_2$
2	9	4	8
4	23	16	30
8	33	64	53
16	50	256	90
32	70	1024	210
64	95		
128	155		

Die der Serie A der Tabelle entsprechende Kurve zeigt Fig. 2.

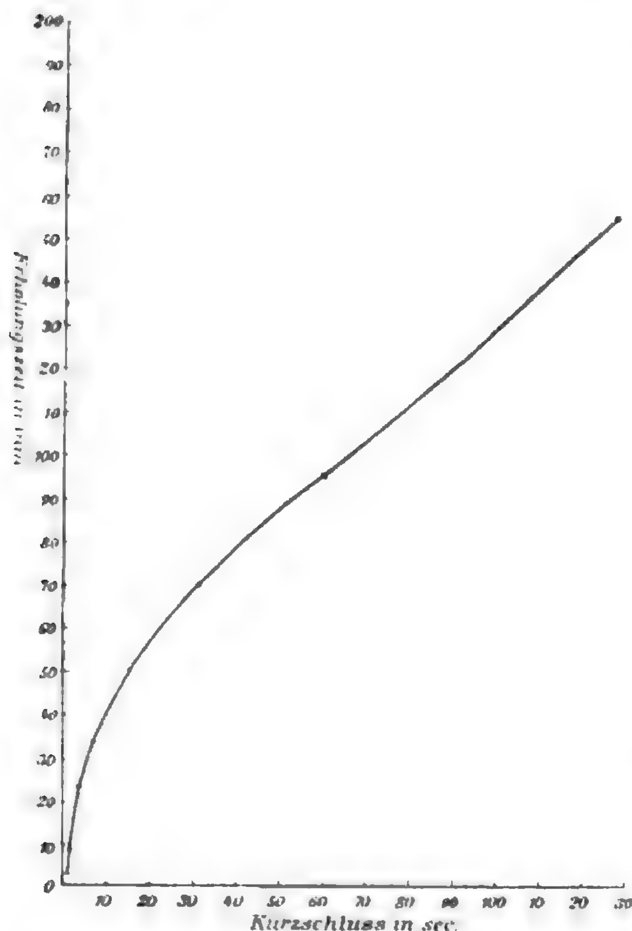


Fig. 2.

Über den Wendepunkt, der sich auch in der zu B gehörenden Kurve wieder zeigt, vermag ich keine bestimmte Aufklärung zu geben, vielleicht ist es ganz interessant, darüber weitere Versuche anzustellen. Die Verschiedenheit der Serien A und B erklärt sich dadurch, daß ich in B die Zeit gerechnet habe, bis die Batterie eine Spannung erlangt hatte, die etwa 10 Volt unter der Anfangsspannung lag. Der Durchgang des Blättchens ließ sich so leichter beobachten.

Wie Tabelle B zeigt, sind Kurzschlüsse von $^1/_4$ Stunde für die Batterie ganz ungefährlich.

Der Preis der Batterie wird 6—8 M. nicht übersteigen; bei Selbstanfertigung (Kupferelektroden aus Schablonenblech, Zinkelektroden aus $^1/_4$ mm starkem Zinkblech) kostet sie etwa 2,50 M.

Greifswald, Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 20. August 1906.)

Zum Foucaultschen Pendel.

(Ergänzung der Abhandlung in dieser Zeitschrift 7, 604, 1906.)

Von M. Koppe.

Über das Pendel in beliebiger Breite sind in Abschnitt 4 unrichtige Angaben gemacht, die nur für das Pendel am Äquator zutreffen. Die Schwingungen um die Gleichgewichtslage erfolgen nach den Gleichungen:

$$x'' = 2\omega y' \sin\varphi + \alpha x,$$
$$y'' = -2\omega x' \sin\varphi + \beta y,$$

wo $\alpha = -n^2 + \omega^2 \sin\varphi^2 - \omega^2 \cos\varphi^2$

$\beta = -n^2 + \omega^2 \sin\varphi^2$.

Wären hier die Koeffizienten α und β genau gleich, was aber nur am Pol der Fall ist, so könnte man die Glieder αx und αy als Komponenten einer der Entfernung proportionalen Zentralkraft betrachten, und letztere für ein beliebig gedrehtes Koordinatensystem (ξ, η) in die Komponenten: $\alpha\xi$, $\alpha\eta$ wieder auflösen. Sind aber α und β ungleich, so haben die der Kraft (αx, βy) äquivalenten Komponenten im neuen System nicht die einfachen Werte $\alpha\xi$, $\beta\eta$ wie irrtümlich angenommen worden ist. Daher gilt das in 4. angegebene Resultat nur, wenn der Aufhängepunkt genau am Äquator liegt, dort reduzieren sich die Differentialgleichungen auf $x'' = \alpha x$, $y'' = \beta y$, stellen also ohne weitere Transformation ein Lissajous-Bewegung dar.

Für eine beliebige Breite läßt die Integration der obigen Gleichungen keine Vereinfachung zu. Führt man sie nach dem allgemeinen Verfahren aus, so ergibt sich das auffällige Resultat, daß zu der Bewegung, die man erwartet — in einer Hypozykloide mit Spitzen oder in einer schmalen Ellipse, die sich mit der Geschwindigkeit ($-\omega \sin\varphi$) dreht —, noch eine periodische Störung hinzutritt, deren Amplitude von der ersten Ordnung in bezug auf ω ist, obwohl die veranlassende störende Kraft von der zweiten Ordnung ist.

Setzt man $x = ae^{kt}$, $y = be^{kt}$ in die obigen Gleichungen ein, und eliminiert $\frac{a}{b}$, so erhält

man für p^2 eine quadratische Gleichung, aus welcher folgt

$$p^2 = -n^2 - \frac{\omega^2}{2}(1 + \sin\varphi^2) \div$$

$$\pm\sqrt{4\omega^2 n^2 \sin\varphi^2 - 4\omega^4 \sin\varphi^4 + \frac{\omega^4}{4}(1 + 3\sin\varphi^2)}.$$

Liegt der Ort nicht sehr nahe dem Äquator, so folgt durch Entwicklung der Wurzel:

$$p = i\left(n \pm \omega \sin\varphi + \frac{\omega^2}{4n}\cos\varphi^2\right)$$

oder

$$p = i(\nu \pm \eta),$$

wo $\nu = n + \frac{\omega^2}{4n}\cos\varphi^2$, $\eta = \omega \sin\varphi$.

Aus einer der ursprünglichen Gleichungen folgt

$$\frac{b}{a} = i(\pm 1 - \varepsilon),$$

wo gesetzt ist $\varepsilon = \frac{\omega \cos\varphi^2}{4\nu \sin\varphi}$.

Im einzelnen ist

	(1)	(2)	(3)	(4)
$p =$	$i(\nu + \eta)$	$-i(\nu + \eta)$	$i(\nu - \eta)$	$-i(\nu - \eta)$
$\frac{b}{a} =$	$i(1 - \varepsilon)$	$-i(1 - \varepsilon)$	$-i(1 + \varepsilon)$	$i(1 + \varepsilon)$.

Daher

$$x + iy = a_1 \varepsilon e^{p_1 t} + a_2(2 - \varepsilon)e^{p_2 t} + a_3(2 + \varepsilon)e^{p_3 t} - a_4 \varepsilon e^{p_4 t}.$$

Bestimmt man die 4 Konstanten a so, daß für $t = 0$ das Pendel vom Punkte (f, g) mit der Geschwindigkeit (f', g') seine Bewegung beginnt, so erhält man für a_1 und a_2 konjugierte komplexe Werte, ebenso für a_3 und a_4. Für das Foucaultsche Pendel, dessen Anfangsgeschwindigkeit $= 0$ ist, ergibt sich

$$\left.\begin{matrix} a_1 \\ a_2 \end{matrix}\right\} = \frac{f}{4}\left(1 + \varepsilon - \frac{\eta}{\nu}\right) \pm i\frac{g}{4}\left(1 - \frac{\eta}{\nu}\right)$$

$$\left.\begin{matrix} a_3 \\ a_4 \end{matrix}\right\} = \frac{f}{4}\left(1 - \varepsilon + \frac{\eta}{\nu}\right) \pm i\frac{g}{4}\left(1 + \frac{\eta}{\nu}\right).$$

Setzt man diese Werte oben ein und behält nur Glieder erster Ordnung (ω, ε, η) in den Koeffizienten der periodischen Glieder bei, so wird:

$$x + iy = [1, \eta] + \varepsilon\frac{f - ig}{4}\left(e^{p_1 t} + e^{p_2 t} - e^{p_3 t} - e^{p_4 t}\right)$$

$$= [1, \eta] - \varepsilon(f - ig)\sin\nu t \sin\eta t.$$

Hier bedeuten $[1, \eta]$ die von ε freien Glieder. Sie stellen eine gewöhnliche Foucault-Bewegung dar, die sich von der am Pol nur dadurch unterscheidet, daß die Geschwindigkeit ω durch $\eta (= \omega \sin\varphi)$ ersetzt ist, daß ferner statt n das nur sehr wenig davon verschiedene ν auftritt, die Schwingungsdauer sich also um eine Größe zweiter Ordnung ändert.

Die Zusatzglieder lassen sich in folgender Art deuten. Man lege um den Punkt 0 einen vertikalen Kreis, der durch den Punkt $(\varepsilon f, -\varepsilon g)$ hindurchgeht, und lasse auf einem Durchmesser, der sich innerhalb desselben aus der vertikalen Lage mit der Geschwindigkeit η gleichmäßig dreht, einen Hilfspunkt harmonisch mit der Grundgeschwindigkeit ν hin und her laufen. Die Projektion dieses Punktes auf die horizontale Ebene ergibt die Störung, welche sich der Hypozykloidenbewegung überlagert. Für $t = 0$ ist die Amplitude und Geschwindigkeit der Zusatzbewegung $= 0$. Für die ersten Schwingungen bleibt die Störung unmerklich. In der Breite von Berlin beträgt sie weniger als der kleinste Abstand der ungestörten Bahn vom Punkte 0. Die Bahn wird also vermöge der Variation nicht über den Punkt 0 hinweggeschoben. An Stelle der scharfen Spitzen der ungestörten Bahn treten kleine Schleifen oder Abrundungen.

Schwingt das Pendel an einem Ort, der nur wenige Kilometer vom Äquator entfernt ist, so wird $\sin\varphi$ und ω vergleichbar, es sei $\varphi = \alpha\omega/n$, so daß α eine reine Zahl ist. Die Gleichungen werden dann

$$x'' = -2\eta y' - x\left(n^2 + \frac{n}{\alpha}\eta\right)$$

$$y'' = -2\eta x' - yn^2,$$

wo

$$\eta = \alpha\omega^2/n$$

ist. Das sind die Gleichungen für die relative Bewegung eines Körpers gegen ein mit der Geschwindigkeit η sich drehendes Koordinatensystem, wenn die elastischen Kräfte, die durch Ausweichungen parallel zur X- und Y-Achse geweckt werden, sich um Größen von der Ordnung η unterscheiden. Mit solchen Untersuchungen beschäftigt sich ein großer Teil des Buches von Kamerlingh Onnes. Es gibt zwei Klassen solcher Bewegungen, in der einen scheint sich der Körper auf einer langsam veränderlichen Ellipse zu bewegen, die mit der Durchschnittsgeschwindigkeit

$$\eta' = \eta\sqrt{1 + \frac{1}{16\alpha^2}} = \omega\sqrt{\sin\varphi^2 + \frac{\omega^2}{16n^2}}$$

eine volle Umdrehung ausführt, in der andern schwankt die Ellipse während der gleichen Zeit um eine Mittellage hin und her. Die Resultate von Onnes lassen sich ohne weiteres übertragen, aber an Stelle der Erdrotation ω, auf die sich seine Versuche beziehen, tritt die Winkelgeschwindigkeit η, die mit $\frac{\omega^2}{n}$ vergleichbar ist. Die Änderungen der Bahn vollziehen sich daher mit einer Geschwindigkeit, die praktisch $= 0$ ist, der Ablauf eines vollen Zyklus von Bahnänderungen wäre nach Jahrhunderten zu bemessen.

(Eingegangen 6. September 1906.)

Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes.[1]

Erwiderung auf Herrn P. Ehrenfests Abhandlung.

Von J. H. Jeans.

In Nummer 15 dieser Zeitschrift[1]) veröffentlicht Herr Dr. Ehrenfest einige kritische Bemerkungen zu meiner Arbeit „On the laws of radiation".[2]) Ich möchte mir erlauben, darauf einiges zu erwidern.

Ich hatte, ausgehend von der Theorie der physikalischen Dimensionen, gezeigt, daß die Funktion Φ_m (welche so gewählt ist, daß das Gesetz der Strahlung bei der Temperatur T durch $\Phi_m \, d\lambda$ ausgedrückt wird), daß diese Funktion die Form

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(c_1, c_2)$$

haben muß.

Hier sind c_1 und c_2 reine Zahlen und werden definiert durch die Gleichungen

$$c_1 = \frac{2\, C^2}{3\, V^2}$$

$$c_2 = \lambda R T K e^{-2},$$

und C^2 ist das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit eines bewegten Elektrons. Die Rechnung zeigt, daß c_1 numerisch von der Größenordnung $3{,}6 \cdot 10^{-8}$ ist, und ich wies darauf hin, daß man unter Vernachlässigung der kleinen Größe c_1 als Annäherungswert für Φ_m erhält:

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(o, c_2) = \lambda^{-4} T \varphi(\lambda T),$$

eine Gleichung, welche das Wiensche Verschiebungsgesetz zum Ausdruck bringt. Mit der Voraussetzung, daß man in dieser Weise zur Grenze $c_1 = 0$ übergehen kann, mache ich — wie ich auch in meiner Originalabhandlung erklärt habe — eine ganz bestimmte, aber unbewiesene Annahme. Diese Annahme kann nun richtig sein oder nicht, ergibt sich aber a posteriori als wahrscheinlich richtig, da sie zu dem richtigen Ergebnis führt.

Hiergegen bemerkt Herr Ehrenfest, man könne gleichfalls zeigen, daß Φ_m die Form

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(c_1, c_2')$$

habe, wo

$$c_2' = c_2 c_1^{1/4}$$

ist, und aus meiner Schlußreihe würde nun hervorgehen, daß

$$\Phi_m = \lambda^{-4} R T f(0, c_2') = \lambda^{-4} R T \varphi(\lambda T^{5/4})$$

sein müsse.

Ich meine, diesem Verfahren liegt ein Irrtum zugrunde, wie sich leicht an einem sehr einfachen Falle zeigen läßt: Wir wollen eine bestimmte Funktion von c_1 und c_2 betrachten, etwa $c_1^2 + c_2^2$. Ist nun c_1 klein, so ist der Näherungswert von $c_1^2 + c_2^2$ sicherlich c_2^2. Setzen wir nach dem Vorgange des Herrn Ehrenfest

$$c_2' = c_2 \cdot c_1^{1/4},$$

und folgen wir weiter dem Gange seiner Überlegung, so werden wir erhalten:

Grenzwert von $c_1^2 + c_2^2$ = Grenzwert einer Funktion von c_1 und c_2',
= einer Funktion von c_2',
= einer Funktion v. $c_2 c_1^{1/4}$,

was nicht richtig ist.

Der Irrtum liegt hier: Setzen wir überhaupt $c_1 = 0$, so müssen wir auch in der Funktion c_2'

$$c_1 = 0$$

setzen. In dem angeführten Beispiel finden wir als Grenzwert $c_2'^2$ multipliziert mit einem Koeffizienten $c_1^{-1/4}$, und wenn wir nun $c_1 = 0$ setzen, so bleibt die unbestimmte Form: $\frac{0}{0}$.

Ähnlich liegt der Fall in der von mir gegebenen Ableitung. Was ich vernachlässigen will, ist das Verhältnis C^2/V^2. Ich will die vereinfachende Annahme einführen, daß die Geschwindigkeit eines Elektrons klein sei im Vergleich zu der des Lichtes. Wenn wir nicht zuvor c_2 von diesem Verhältnisse unabhängig machen, so können wir nur dadurch zur Grenze übergehen, daß wir das Verhältnis sowohl in der unbekannten Funktion als auch in c_2 gleich Null setzen; und wenn wir dies tun, so kommen wir zu einem Resultat, welches keinen Sinn hat.

Ich wähle infolgedessen meine Funktion c_2 so, daß sie von V und somit auch von dem Verhältnisse C^2/V^2 unabhängig ist, wohingegen Herrn Ehrenfests Funktion c_2' nicht unabhängig von diesem Verhältnisse ist. Daraus folgt, daß ich berechtigt bin, den Grenzwert für meine Funktion $f(c_1, c_2)$ als $f(0, c_2)$ anzusetzen, während als Grenzwert für Herrn Ehrenfests Funktion $f(c_1, c_2')$ sich $f(0, 0)$, also ein unbestimmter Wert, ergibt.

Trinity College, Cambridge, 8. August 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. August 1906.)

[1]) Diese Zeitschr. 7, 527, 1906.
[2]) Proc. of the Royal Soc. A. 76, 546, 1905.

Der Dampfdruck der Kohlensäure bei niedriger Temperatur.

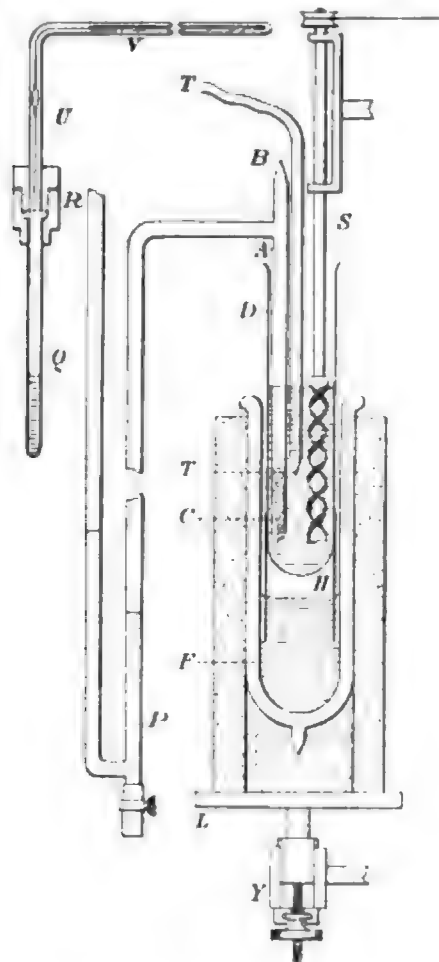
Von John Zeleny und Roy. H. Smith.

1. Kohlensäure zeichnet sich dadurch aus, daß sie in festem Zustande einen verhältnismäßig hohen Dampfdruck besitzt. Bei ihrer Schmelztemperatur ist dieser Druck größer als 5 Atm. Der Siede- oder Sublimationspunkt, bei dem der Dampfdruck dem einer Atm. gleichkommt, liegt daher beträchtlich (um mehr als 20° C) niedriger als der Schmelzpunkt.

Die Dampfdrucke der Kohlensäure zwischen 0^0 und dem Siedepunkte sind von verschiedenen Beobachtern gemessen worden, doch stehen die Ergebnisse nicht in guter Übereinstimmung zueinander.[1]) Für die Temperaturen unterhalb des Siedepunktes kennen wir nur eine einzige Beobachtungsreihe.[2])

Die in vorliegender Arbeit beschriebenen Bestimmungen erstrecken sich über den Bereich von 7^0 bis zu den niedrigsten Temperaturen, bei denen der Druck merklich ist.

2. Der beim Anstellen der Messungen benutzte Apparat ist schematisch in Fig. 1 abgebildet.



Die feste Kohlensäure *C* befand sich in der Glasröhre *A*, deren unteres Ende in das Glasrohr *D* in Pentan tauchte. Die Temperaturen wurden mittels des thermoelektrischen Elementes *T* gemessen, dessen eine Lötstelle sich in der Nähe der Kohlensäureröhre befand, während die andere in Eis steckte.

Das Pentan wurde vermittels des Rührers *S*, der mit einem Wassermotor betrieben wurde, kräftig gerührt; unter diesen Umständen fanden wir, daß die Lötstelle in allen Teilen des Bades dieselbe Temperatur angab.

Das Pentanbad wurde vermittels der in dem Dewarschen Gefäß *F* enthaltenen flüssigen Luft auf jede beliebige Temperatur gebracht. Der dieses Gefäß tragende Ständer *L* war derart angebracht, daß er mittels der langsam beweglichen Schraube *Y* vertikal verschoben werden konnte. Durch Beobachtung der durch die Ablenkung des Galvanometers angegebenen Temperatur und sorgfältiges Bewegen der Schraube konnte die Temperatur des Pentans bis auf 0.1^0 beträchtliche Zeit hindurch konstant erhalten werden, sodaß der ganze Inhalt vor dem Vornehmen einer Ablesung eine gemeinsame Temperatur annehmen konnte. Ein Metallzylinder *H* war an dem unteren Ende der Röhre *D* befestigt und tauchte in die flüssige Luft. Dies erleichterte das Aufrechterhalten einzelner Temperaturen sehr, da hierdurch die durch Bewegungen des Gefäßes mit der flüssigen Luft verursachten Veränderungen allmählicher und gleichmäßiger wurden.

Zwei verschiedene Apparatanordnungen kamen zur Verwendung, und zwar eine für niedrige und eine für hohe Drucke.

3. Bei niedrigem Druck besaß die Röhre *A* einen Durchmesser von 1 cm und stand durch eine Glasröhre mit dem offenen Quecksilbermanometer *P* in Verbindung. Mit diesem Manometer ließen sich Drucke bis drei Atmosphären messen. Die Ablesung wurde mit Hilfe eines einfachen Kathetometers zugleich mit der Ablesung des Barometers vorgenommen.

Der Apparat wurde auf folgende Weise mit reiner Kohlensäure gefüllt: eine kleine Glasröhre wurde durch das offene Ende *B* in die Röhre *A* eingeführt und an dieser mit einem Stück Gummischlauch befestigt. Wir ließen aus einem Zylinder mit käuflicher flüssiger Kohlensäure durch diese Röhre in *A* hineinfließen und durch das Manometer *P* austreten, aus dem vorher fast alles Quecksilber entfernt worden war. Nachdem die Luft ausgetrieben worden, wurde das untere Ende der Röhre *A* in eine Flasche mit flüssiger Luft eingeführt. Die aus dem Strahl kommende Kohlensäure erstarrte am Boden dieser Röhre, während die mit ihr vermischte Luft austrat. Die Röhre *A* wurde allmählich hinabgezogen, bis sie ungefähr zu $^2/_3$ ihrer Gesamtlänge mit fester Kohlensäure gefüllt war. Die Röhre wurde dann aus der flüssigen Luft teilweise hinaufgezogen und nachdem die Temperatur so weit gestiegen war, daß der Druck in ihrem Inneren mehr als eine Atmosphäre betrug, wurde das Ende *B* mittels eines Lötrohres hermetisch zugeschmolzen, nachdem die Hilfsglasröhre vorher entfernt worden war.

Die feste Kohlensäure ließen wir dann am Oberende verdampfen und durch das Manometer austreten, bis nur noch eine Länge von 3 cm übrig war. Das aus dem offenen Manometer austretende Gas wurde mehrmals unter-

1) M. Faraday, Phil. Trans. 1845, p. 155; Kuenen und Robson, Phil. Mag. (6), **3**, 149.

2) Du Bois und Wills, Beiblätter, **24**, 428, 1900.

sucht und es wurde festgestellt, daß es nur etwa $^{1}/_{10}$ Proz. Verunreinigungen enthielt, obwohl die ursprüngliche Kohlensäure deren 1,7 Proz. enthalten hatte. Die Röhre *A* wurde dann in das gekühlte Pentanbad eingeführt und mit dem Vornehmen von Beobachtungen begonnen.

4. Die Röhre *Q* wurde für höhere Drucke verwandt. Sie war 25 cm lang und besaß einen äußeren Durchmesser von 6 mm und einen inneren von 4,5 mm. Sie wurde an das verschlossene Luftmanometer *V* vermittels der messingnen Verbindungsröhre *R* angeschlossen, an der die beiden Teile mit Zement festgekittet waren. Der ausschließlich aus Glas bestehende Apparat wurde, nachdem das Manometer als Seitenröhre angekittet worden war, zum ersten Male dem Versuch unterzogen, aber in allen Fällen mit einer Ausnahme explodierte das Ganze mit beträchtlicher Gewalt, nachdem der Druck auf etwa 60 Atmosphären zugenommen hatte.

Die Röhre *Q* wurde in der, in einem früheren Absatz beschriebenen Weise fast vollständig mit fester Kohlensäure gefüllt. Hierauf wurde das Manometer *V* teilweise angeschraubt und sein Quecksilberfaden in das offene Ende seiner Röhre hinabgetrieben. Die verdampfte Kohlensäure entwich durch die lose Verbindung des Messinganschlusses, und der Apparat wurde auf diese Weise von Luft befreit. Wenn nur noch ein kleiner Teil der festen Kohlensäure zurückgeblieben war, wurde die Anschlußröhre gegen einen Lederpfropfen mit 2 kräftigen Zwingen festgeschraubt. Die auf diese Weise hergestellte Verbindung war so ziemlich vollkommen, da niemals, auch nach mehrtägigem Stehen, eine Undichtigkeit festgestellt wurde. Die in der Röhre zurückgebliebene Menge Kohlensäure war derartig, daß sich Flüssigkeit zu bilden begann, wenn die Röhre um einige Grade unterhalb von 0^0 abgekühlt wurde.

Das Manometer *V* wurde mit trockener Luft angefüllt; es besaß bei atmosphärischem Druck eine Länge von 69 cm. Die Röhre maß 1,2 mm im Durchmesser und war sorgfältig kalibriert. Die flüssige Kohlensäure erfuhr eine so bedeutende Unterkühlung, daß sie gewöhnlich mit solcher Explosionskraft erstarrte, daß der Quecksilberfaden im Manometer fortgeschleudert wurde. Diese Schwierigkeit wurde in der Weise überwunden, daß wir eine Länge von 15 cm Thermometerröhre *U* mit einer im Mittelpunkt angeblasenen Erweiterung zwischen dem eigentlichen Manometer und der Messingverbindung anbrachten.

Die Ablesungen wurden mit Bezug auf die Ungleichmäßigkeiten der Ausbohrung und ebenso mit Bezug auf die Temperatur und die Abweichungen vom Boyleschen Gesetz korrigiert. Letztgenannte Korrektion wurde durch Interpolation aus den Amagatschen Werten[1]) erhalten.

5. Das zur Messung der Temperatur benutzte thermoelektrische Element bestand aus Nickel und Eisen. Wir wählten diese Metalle, weil ihr thermoelektrisches Vermögen mit der Temperatur weniger veränderlich ist als das der meisten Metalle, so daß das Kalibrieren des Elementes nicht die Benutzung so vieler Temperaturen erfordert. Die Ablesung wurde mit einem d'Arsonvalschen Galvanometer vorgenommen, dessen Ablenkungen nach jeder Ablesung aperiodisch auf Null gebracht wurden, um auf diese Weise den korrekten Nullpunkt zu erzielen.

Das Element wurde durch Bestimmung der Ablenkung für 6 bekannte Temperaturen kalibriert.

Die zur Verwendung kommenden Temparaturen wurden, abgesehen von 0^0, in folgender Weise erzielt:

a) Ein kräftig durchgerührtes Pentanbad wurde auf konstanter Temperatur erhalten und der Wert dieser Temperatur mit einem geeichten Thermometer auf $29{,}2^0$ bestimmt.

b) Die Temperatur einer dicken Mischung von Kohlensäureschnee und Äther wurden beim Barometerdruck 73,5 cm zu $-78{,}77^0$ angenommen.[2])

c) Der Siedepunkt von Äthylen wurde beim Barometerdruck 74,0 zu $-103{,}9^0$ angenommen.[3])

d) Der Gefrierpunkt von Äthylen wurde zu 169^0 angenommen.[4])

e) Die Temperatur flüssiger Luft wurde nach ihrer Dichte bestimmt.[5]) Diese wurde in geeigneter Weise mit genügender Genauigkeit gemessen, indem wir ein Dewarsches Gefäß von 600 cbm Inhalt mit kleiner Mündung von 600 ccm Kapazität mit der Flüssigkeit bis auf einen festgesetzten Punkt füllten, für den das Volumen bestimmt und auf die Temperatur flüssiger Luft reduziert worden war.

Die bei den obigen Temperaturen erhaltenen Galvanometerablenkungen wurden in großem Maßstabe aufgetragen, und die dann durch die einzelnen Punkte hindurchgezogene Kurve wurde zur Ermittelung der einer beliebigen Ablenkung entsprechenden Temperatur benutzt.

Das Galvanometer besaß einen bedeutenden Widerstand aus Manganindraht,der mit ihm in Serie geschaltet war, um die auf Veränderungen der Zimmertemperatur kommenden Fehler auf einen verschwindenden Betrag zu reduzieren.

1) Compt. rend. 1884, p. 1153.
2) J. Zeleny und A. Zeleny.
3) Travers, "Study of Gases", p. 243. (Wroblewski, Witkowski, Ramsay und Travers.)
4) K. Olszewski, Wied. Ann. **37**, 337, 1889.
5) Behn und Kiebitz, Ann. d. Physik **12**, 425, 1903.

Google

6. Die schließlichen Beobachtungen wurden an verschiedenen Tagen angestellt, und zwar wurden über 100 Ablesungen vorgenommen. Die korrigierten Ergebnisse wurden hierauf sämtlich in großem Maßstabe aufgetragen und die für niedrige Drucke geltenden noch besonders in noch größerem Maßstabe eingezeichnet. Die Ergebnisse stimmten nicht nur bei beiden Apparatformen, sondern auch dort, wo die Ergebnisse für die beiden Apparatformen ineinander übergriffen, gut miteinander überein. Die durch die aufgetragenen Punkte gezogenen Kurven wurden dann dazu benutzt, die beliebigen Temperaturen entsprechenden Dampfdrucke zu ermitteln.

Die auf diese Weise erzielten Ergebnisse sind in Spalte I und II der folgenden Tabellen angegeben.

Die in der mit K. und R. bezeichneten Spalte angegebenen Werte sind die von Kuenen und Robson[1]) gegebenen. In Anbetracht der Verschiedenheit der bei der Vornahme der Bestimmungen benutzten Methoden stehen die Ergebnisse, wie ersichtlich, in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden hier erhaltenen. Die unter D. und W. angegebenen Werte sind die von du Bois und Wills[2]) für die Temperatur von Kohlensäureschnee bei verschiedenen Drucken erhaltenen. Diese Werte sind im allgemeinen höher als die von uns erzielten. Der von ihnen für den Siedepunkt angegebene Wert ist —79,2° C, d. h. um 1° niedriger als der Wert unserer Tabellen. Wenn man alle von ihnen angegebenen Temperaturen um einen Grad erhöht, so bringt man die beiden Reihen von Ergebnissen in weit bessere Übereinstimmung.

In der letzten Spalte von Tabelle II, unter Z. und Z., sind die kürzlich in unserem Laboratorium erzielten Werte[1]) für die Temperatur von Kohlensäureschnee und seinen Mischungen mit Äther und Alkohol unter verschiedenen

Tabelle I.

Dampfdrucke flüssiger Kohlensäure.

Temperatur in °C	Dampfdruck in Atm.	Dampfdr. in Metern Quecksilb.		K und R Meter Quecksilber
— 7	27,80	21,13		
—10	25,83	19,63		19,8
—12	24,50	18,62		
—15	22,46	17,07		17,0
—18	20,65	15,69		
—20	19,52	14,83		14,7
—22	18,33	13,93		
—25	16,74	12,72		12,5
—28	15,10	11,48		
—30	14,21	10,80		10,6
—32	13,30	10,11		
—35	11,92	9,06		8,97
—38	10,67	8,11		
—40	9,88	7,51		7,46
—42	9,18	6,98		
—44	8,53	6,48		
—46	7,89	6,00		
—48	7,30	5,55		
—50	6,73	5,115		5,02
—52	6,18	4,70		
—54	5,66	4,31		
—56	5,19	3,945		
—56,4	5,11	3,911	3fach. Punkt.	
—58	4,75	3,610	überkühlt	
60	4,35	3,306	„	3,27
—62	3,96	3,01	„	
—64	3,58	2,721	„	
—65,5	3,30	2,508	„	

1) Loc. cit.
2) Loc. cit.

Tabelle II.

Dampfdrucke fester Kohlensäure.

Temperatur in °C	Dampfdruck in Atm.	Dampfdr. in Zentimet. Quecksilb.	K und R Zentimeter Quecksilber	
— 56,4	5,11	391		
— 57	4,85	368,5		
— 58	4,51	343		
— 59	4,20	319		
— 60	3,92	298	302	
— 61	3,67	279		
— 62	3,43	260,5		
— 63	3,20	243		
— 64	2,98	226,5		
— 65	2,78	210	211	
66	2,59	195,5		
— 68	2,21	168		
— 70	1,88	144	143	
— 72	1,638	124,0		
74	1,395	106,0		
— 75	1,283	97,5	97	
			D und *W*	*Z* und *Z*
— 77	1,102	83,9	88,5	84,0
78,2	1,00	76		
— 80		65,7		66,6
82		55,8		57,0
— 84		47,3		48,4
85		43,5	51,0	44,6
86		40,0		41,2
— 88		34,0		35,0
— 90		28,8		29,2
— 92		24,1		24,4
— 94		20,2		20,4
— 96		17,0		16,8
— 98		14,1		13,9
100		11,9		11,3
—102		9,9	11,0	9,2
—104		8,0		7,4
—106	6,4			6,0
—108	5,3			4,9
—110	4,3			4,0
—112	3,4		4,0	3,25
—114	2,7			2,7
—116	2,2			
—118	1,8			
—120	1,4			
—122	1,1			
124	0,8		0,5	
—126	0,6			
—128	0,45			
—130	0,25			
—132	0,15			
—134	0,1			

1) J. Zeleny u. A. Zeleny, nächste No. dieser Ztschr.

Drucken hinzugefügt; sie weichen nur wenig von diesen Bestimmungen ab.

7. Es wurde festgestellt, daß die Menge der Verunreinigungen in dem Niederdruckapparat während des einen Versuchs ein wenig zunahm. Dies wurde aus dem Werte des Druckes für die Temperatur flüssiger Luft entnommen, der anfänglich so ziemlich gleich Null war, aber gegen das Ende einer Beobachtungsreihe auf mehr als 0,1 cm zugenommen hatte. Als Grund hierfür wurde angenommen, daß die feste Kohlensäure eine Spur von absorbierter Luft enthielt. Als der Dampfdruck auf 2 bis 3 Atmosphären erhöht wurde, verdampfte etwas von der festen Substanz und machte hierbei die absorbierte Luft frei. Als wir dann die Röhre wieder abkühlten, war die Kohlensäure kondensiert, aber die Luft in der Röhre fast völlig frei geblieben. Durch wiederholtes Erwärmen und Abkühlen der Röhre konnte man auf diese Weise den Betrag der Verunreinigung erhöhen. Der Wert des Druckes für die Temperatur flüssiger Luft wurde dadurch wieder auf Null gebracht, daß man das aufgehäufte Gas durch das Manometer hindurch perlen ließ. In dem einen Falle wurde der Wert des für die Temperatur flüssiger Luft erhaltenen Druckes von den anderen vorgenommenen Ablesungen abgezogen.

Der dreifache Punkt wurde in folgender Weise bestimmt: Die gefrorene Kohlensäure in dem Hochdruckapparat wurde langsam erwärmt und der allmählich zunehmende Druck beobachtet. Als die Kohlensäure zu schmelzen begann, wurde der Druck konstant und blieb es auch eine Zeitlang, sodaß sich sein Betrag mit Genauigkeit bestimmen ließ. Der Wert 5,11 Atm. wurde für ihn festgestellt. Die Temperatur des dreifachen Punktes wurde aus der Temperaturdruck-Kurve für flüssige Kohlensäure bestimmt, indem die diesem Druck von 5,11 Atm. entsprechende Temperatur festgestellt wurde. Dieser Wert betrug $-56{,}4^\circ$.

Die von Kuenen und Robson erhaltenen entsprechenden Werte waren 5,10 Atm. und $-56{,}2^\circ$, und die von Villard und Jarry[1]) gefundenen 5,1 Atm. und $-56{,}7^\circ$.

Vermittels der Formel für die latente Verdampfungswärme $L = (v_o - v_l)\, T \frac{dp}{dT}$ haben Kuenen und Robson[2]) den Wert für die latente Wärme des Siedepunktes zu 121 Kalorien berechnet, indem sie 355 als das spezifische Volumen des Dampfes von Kohlensäure bei ihrem Siedepunkte annahmen und für $\frac{dp}{dT}$ 5,5 cm pro Grad, d. h. den von du Bois und Wills[3]) erzielten Wert benutzten. Dieses Ergebnis ist viel kleiner als die von Behn[4]) (142,4 Kalorien) und von Favre und Silbermann[5]) (142,2 Kalorien) erhaltenen experimentellen Werte. Der aus unseren Kurven für $\frac{dp}{dT}$ erhaltene Wert ist 6,35 cm pro Grad Celsius; bei Benutzung dieses Wertes nimmt L den Wert 140 Kalorien an, was sich mit den Versuchsergebnissen in sehr guter Übereinstimmung befindet.

1) Compt. Rend. **120**, 1413.
2) Phil. Mag. (6), **3**, 627.
3) Loc. cit.
4) Ann. d. Phys. **1**, 272, 1900.
5) Ann. de Chim. et de Phys. (3), **37**, 470.

Physikalisches Laboratorium der Universität Minnesota, Juni 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen am 18. Juli 1906.)

BESPRECHUNGEN.

J. M. Eder, Photochemie (die chemischen Wirkungen des Lichtes). (Ausführliches Handbuch der Photographie. 1. Band, 2. Teil.) 3., gänzlich umgearbeitete und vermehrte Auflage. gr. 8. VIII u. 533 S. mit 51 Abbildungen. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1906. M. 15,—.

Die Buchliteratur der Photochemie ist bisher keine umfangreiche. Es ist daher eine jede eingehende Behandlung des Gegenstandes zurzeit mit Freuden zu begrüßen. Bei der überaus großen Vielseitigkeit der photochemischen Prozesse ist eine einheitliche Ordnung des Stoffes zurzeit nicht wohl möglich, und die Darstellung muß sich zum großen Teil auf ein Referieren der einzelnen Abhandlungen beschränken. Als Sammelwerk über das rasch an Umfang zunehmende Gebiet der Photochemie verdient die eingehende Darstellung im Ederschen Handbuch weitgehende Beachtung.

E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

Handbuch der Physik. Herausgegeben von A. Winkelmann. 2. Auflage. Lex. 8, III. Band, 1. Teil: Wärme. 1. Hälfte. VIII und 536 S. mit 109 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. M. 16,—.

Der zweiten Auflage des Winkelmannschen Handbuchs sind in letzter Zeit verschiedene Besprechungen gewidmet worden. Es möge

Google

daher nunmehr der Hinweis darauf genügen, daß jetzt die 1. Hälfte des 3. Bandes erschienen ist, welche einen Teil der Wärmelehre enthält. Es behandeln darin zunächst J. Pernet und A. Winkelmann die Thermometrie. Ferner Winkelmann die Ausdehnung fester Körper, Flüssigkeiten und Gase, Vergleich der Flüssigkeitsthermometer mit Gasthermometern und elektrische Methoden der Temperaturmessung, sowie die spezifische Wärme. Ferner L. Graetz die beiden umfangreichen Kapitel: die Wärmestrahlung und Wärmeleitung. E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

Contributions from the Jefferson physical Laboratory of Harvard University. Band 3 für das Jahr 1905. Cambridge, Mass.

John Trowbridge, der Direktor des Jeffersonschen physikalischen Instituts der Harvard-Universität, legt in dem vorliegenden Bande den Jahresertrag von 1905 an wissenschaftlichen Arbeiten vor. Wie die früheren Bände, so enthält auch dieser eine ganze Anzahl interessanter wissenschaftlicher Arbeiten, von denen hier nur die Verfassernamen, B. O. Peirce, G. W. Pierce, E. H. Hall, L. L. Campbell, S. B. Serviss, H. W. Morse, P. W. Bridgeman, J. Trowbridge, T. Lyman, H. L. Blackwill, H. N. Davis, W. C. Sabine aufgezählt werden können. E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

A. Stavenhagen, Kurzes Lehrbuch der anorganischen Chemie. gr. 8. X u. 525 S. mit 174 Holzschn. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1906. M. 11,60.

Das vorliegende Werk stellt sich die Aufgabe, auf physikalisch-chemischer Grundlage aufbauend, einen Lehrgang der anorganischen Chemie für Studierende, welche Chemie gewissermaßen nur als Nebenfach gebrauchen, zu geben, jedoch so, daß das Werk den Bedürfnissen der verschiedenen Fachrichtungen sich möglichst anpaßt. Im großen und ganzen ist die Absicht auch als eine gelungene zu bezeichnen, und das Buch verdient zur Vermittlung einer nicht zu umfangreichen Kenntnis der anorganischen Chemie wohl empfohlen zu werden. In diesem Sinne bittet der Referent es auch nicht als schwerwiegenden Vorwurf aufzufassen, wenn nachstehend auf einige Punkte hingewiesen wird, welche in einer Neuauflage der Verbesserung bedürftig sind. Flüssigen Sauerstoff als hellblau zu bezeichnen, ist wohl nur für größere Schichtdicken zulässig. Das Operieren mit 7 Stellen bei der Tabelle der Dampfdrucke des Wassers ist entschieden weit mehr als verantwortet werden kann, da auch die genaueste Temperaturmessung bei weitem zu ungenau sein würde, um eine derartige Genauigkeit in den Dampfdruckmessungen zu ermöglichen. Was über die Leitfähigkeit des Heliums für den elektrischen Strom gesagt ist, gibt nur zu Mißverständnissen Anlaß. Zahlreich sind die Druckfehler noch vorhanden, von denen nur S. 504 Dulong-Pititesches Gesetz und S. 152 Amalgan erwähnt seien. E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

G. W. Rolfe, The polariscope in the chemical Laboratory. An introduction to polarimetry and related methods. 8. VII. 320 S. mit 38 Fig. u. mehreren Tabellen. New York, The Macmillan Company. 1905. Gebunden 8 sh.

Im wesentlichen für den Chemiker bestimmt, enthält das Werkchen eine geschickte Zusammenstellung über die Meßmethoden des optischen Drehungsvermögens in Lösungen und seine analytische Verwendung. Zur Orientierung ist das Buch für Chemiker, welche sich mit derartigen Messungen zu befassen haben, wohl zu empfehlen. E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

Anleitung zu wissenschaftlichen Beobachtungen auf Reisen. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgelehrter herausgegeben von Prof. Dr. G. von Neumayer. 3. Auflage. gr. 8. Bd. I: XXIV u. 842 S. brosch. M. 25,—, geb. M. 26,—. Bd. II: XXV u. 880 S. brosch. M. 24,—, geb. M. 25,—.

Vor einiger Zeit hatten wir Gelegenheit auf das Neuerscheinen der dritten Auflage des obigen Werkes hinzuweisen. Sie liegt nunmehr vollständig vor. Schon äußerlich, im Umfange, macht sich ein Unterschied gegen die früheren Auflagen bemerkbar, deren letzte im Jahre 1888 erschien. Inhaltlich ist der Unterschied weitgehender. Ursprünglich für den Gebrauch der Kaiserlichen Marine berechnet, ist das Werk heute zu einem allgemeinen Handbuche für die wissenschaftliche Forschung besonders in den Kolonien herangewachsen. Der erste Band behandelt im allgemeinen die einzelnen Disziplinen der Physik der Erde. Die „geographische Ortsbestimmung auf Reisen" (L. Ambronn) führt den Leser in die wichtigsten und einfacheren Methoden ein und legt bei schwierigeren Aufgaben den Schwerpunkt darauf, eine praktische Anleitung zu geben, während für die spätere Bearbeitung der Beobachtung auf die Fachliteratur verwiesen wird. Den gleichen Zweck verfolgt die zweite Abhandlung: Aufnahme des Reiseweges und des Geländes von P. Vogel. Neuaufgenommen ist die „Photogrammetrie als Hilfsmittel der Geländeaufnahme" von S. Finsterwalder, die

von größter Bedeutung für die schnelle Bestimmung einer größeren Anzahl von Punkten zu werden verspricht, wenn es nur auf einen geringeren Genauigkeitsgrad ankommt. Einen verhältnismäßig großen Raum nimmt die „Geologie" des jüngst verstorbenen Geographen F. von Richthofen ein, nicht ungerechtfertigt; der Autor betrachtete sie als eine kürzere Neubearbeitung seines älteren „Führers für Forschungsreisende". Das Kapitel Erdbebenforschung von E. Gerland macht auf die hauptsächlichsten Punkte aufmerksam, die bei Beobachtung von Erd- und Seebeben beachtet werden müssen und gibt auch die allgemein verwendeten Fragebogen wieder. Der Erforschung des Erdmagnetismus sind zwei Kapitel gewidmet, deren erstes der Herausgeber selbst in Verbindung mit J. Edler bearbeitet hat. Neben einer allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus werden Beschreibung der gebräuchlichsten Instrumente und Beobachtungsmethoden gegeben. Beachtenswert ist der Abschnitt über die Verwertung der magnetischen Beobachtungen und die Berücksichtigung der geologischen Verhältnisse, auf die besonderes Gewicht gelegt wird. Die magnetischen Beobachtungen auf See, die in Zukunft einen hervorragenden Anteil an der Erforschung der magnetischen Kräfte unseres Planeten haben dürften, erfahren eine eingehende Behandlung durch F. Bidlingmaier, der seine auf der deutschen Südpolarexpedition gewonnenen Erfahrungen hier niederlegen konnte. Die beiden folgenden Abschnitte: Nautische Vermessungen von P. Hoffmann und Anstellungen von Beobachtungen über Ebbe und Flut von C. Börgen wenden sich hauptsächlich an seemännische Kreise. Das Kapitel: Allgemeine Meeresforschung von P. Krümmel ist gegen die 2. Auflage völlig umgearbeitet und bringt eine klare, kurze Übersicht über die Erforschung der physikalischen Eigenschaften des Meeres und des Meeresbodens. Auch hier konnten schon die Erfahrungen der deutschen Südpolarexpedition Berücksichtigung finden. Eine Karte der Meeresströmungen in ziemlich großem Formate ist beigegeben. Meteorologie und Klimatologie behandelt mit bewährter Meisterschaft J. Hann. Neu aufgenommen ist ein überaus wichtiges Kapitel von J. Köppen: „Drachenaufstiege zu meteorologischen Zwekken", das hier um so wertvoller ist, als eine allgemein zugängliche Zusammenstellung dieser Art bisher noch fehlt. J. Plaßmann gibt eine Anleitung zur Beobachtung von Himmelsphänomenen mit freiem Auge und einfachen Instrumenten, also Meteoren, Sternschnuppen, Nordlichter, des Zodiakallichtes und Gegenscheins u. dgl. Für die Praxis des Forschungsreisenden wichtig ist der folgende Abschnitt: Beurteilung des Fahrwassers in ungeregelten Flüssen von v. Lorenz-Liburnau. Zum Schluß gibt G. Wislicenus einige Winke für die Ausrüstung und Ausführung von Forschungsreisen allgemeinerer Natur und spezielle Anweisungen und Verhaltungsmaßregeln für die einzelnen Länder. Der Anhang enthält eine Anleitung für hydrographische und maritimmeteorologische Beobachtungen an Bord, Anweisungen zum hydrographischen Zeichnen, zu dessen Erläuterung eine Musterkarte beigefügt ist, aus der Feder des Herausgebers. Nachträge der einzelnen Autoren, Tabellen und ein umfangreiches Sach- und Namenregister beschließen den Band. In der Beigabe von erläuternden Illustrationen ist nicht gespart worden.

Der 2. Band, der für die Leser dieser Zeitschrift geringeres Interesse haben dürfte, ist den beschreibenden Naturwissenschaften gewidmet. Er enthält Anleitungen zur Sammlung und Konservierung der verschiedenen Tiere und Pflanzen und zu Beobachtungen auf anthropologisch-ethnographischem Gebiete, der allgemeinen Landeskunde, der Linguistik usw. Allgemeineres Interesse beanspruchen hier die Artikel Heilkunde von A. Plehn und F. Plehn, in dem die Tropenhygiene eingehende Berücksichtigung findet und der Abschnitt: Das Mikroskop und der photographische Apparat von A. Fritsch.

Über den Wert dieses Werkes zu sprechen ist überflüssig, es genügt darauf hinzuweisen, daß es in der wissenschaftlichen Literatur der Welt seinesgleichen nicht hat. Dem Herausgeber gebührt unser Dank, daß er trotz seines hohen Alters (er feierte bekanntlich vor nicht allzu langer Zeit seinen 80. Geburtstag) sich noch der großen Mühe unterzog, diese 3. Auflage zu bearbeiten und zu veröffentlichen. Die Ausstattung des Werkes ist angemessen, der Preis ist jedoch recht hoch zu nennen.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 14 August 1906.)

Tagesereignisse.

Gottinger Preisaufgabe. Für die Beneckesche Preisstiftung stellt die philosophische Fakultät der Universität Gottingen für das Jahr 1909 folgende neue Preisaufgabe: „Von Etvos wurde eine sehr empfindliche Methode angegeben, Tragheit und Gravität der Materie zu vergleichen. Mit Rücksicht hierauf und im Hinblick auf die neuere Entwicklung der Elektrodynamik, sowie auf die Entdeckung der radioaktiven Substanzen ist das Newtonsche Gesetz der Proportionalitat von Trägheit und Gravität möglichst weitgehend zu prüfen." Bewerbungsschriften sind bis 31. August 1908 an die Fakultät einzusenden. Der erste Preis beträgt 3400 M., der zweite 680 M. Die gekronten Arbeiten bleiben unbeschränktes Eigentum ihrer Verfasser.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es **habilitierten** sich an der böhmisch technischen Hochschule in Prag Dr. Franz Erban für chemische Textilindustrie,

Dr. Franz Köhler für höhere Geodäsie und Dr. Joseph Burian für chemische Technologie, Prüfung von Baumaterialien und für Keramik, an der Technischen Hochschule in Wien Dr. Adalbert Prey für Astronomie und Geodäsie, an der Universität Göttingen Dr. A. Bestelmeyer für Physik.

Berufen wurden der o. Professor der Chemie an der Universität Graz Dr. Zdenko Skraup in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien, der Privatdozent an der Würzburger Universität Dr. W. Seitz als Dozent für Physik mit gleichzeitiger Verleihung des Titels eines a. o. Professors an die Technische Hochschule in Aachen, der Privatdozent für Geodäsie und astronomische Ortsbestimmung an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, Landmesser Dr. Paul Gast als Ingenieur-Geograph an die Militärgeographische Anstalt in Buenos Aires.

Ernannt wurden der Privatdozent Dr. Taddäus Godlewski zum a. o. Professor für allgemeine und technische Physik an der Technischen Hochschule in Lemberg, Dr. O. W. Richardson zum Professor der Physik an der Princeton-Universität, der Privatdozent für Physiologie an der Universität Göttingen Professor Dr. Boruttau zum physiologisch-chemischen Assistenten am Krankenhause am Friedrichshain.

Professor Dr. Ludw. Wedekind in Karlsruhe wurde der Titel eines Geheimen Hofrates verliehen.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1906/07.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Magnetismus und Elektrizität, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise, 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Bernoulli und Nordmeyer), tägl. — **Seitz**: Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalische Technik, als Einleitung zu den Übungen im physikalischen Laboratorium, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Mechanik, Elektrizität, Magnetismus, 2. — **Polis**: Allgemeine Meteorologie, 2, Ausgewählte Kapitel der Meteorologie I, 1; Meteorologische Technik, mit Übungen im Meteorologischen Observatorium. — **Grotrian**: Physikalische Grundlage der Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch**: Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **N. N.**: Elektrische Leitungsanlagen, 2. — **Hamacher**: Praktische Telegraphie und Telephonie, 2. — **Finzi**: Ausgewählte Kapitel aus der Elektrotechnik, 1; Elektromotorische Antriebe in Berg- und Hüttenwerken. — **Langer**: Wärmetechnik, 2, Übungen, 2; Maschinenlaboratorium I, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4; Maschinenelemente, einschließlich Kinematik, 4, Übungen, 5; Rotierende Kraft- und Arbeitsmaschinen, 3, Übungen, 4. — **Kochy**: Lokomotivbau, 2; Eisenbahnbetriebs- und Sicherungsanlagen, 2, Übungen, 1. — **Rötscher**: Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Mechanische Technologie, 3. — **Wallichs**: Dampfmaschinen, 4, Übungen, 6; Werkzeugmaschinenbau und Maschinenfabrikation, 3, Übungen, 4. — **Lutz**: Heizung und Lüftung, 2; Kraftfahrzeuge, 3, Übungen, 2; Abriß der Maschinenelemente, 3, Übungen, 3. — **Stauber**: Energiegewinnung und -Verteilung, 3, Konstruktionsübungen, 4. —

Bredt: Organische Experimentalchemie II, 3; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4, Experimentalchemie, 2; Anorganisches Praktikum (mit Cloren, Fischer, Koster, Salm und Witte); Elektrochemisches Praktikum. — **Rau**: Chemische Technologie, 4, Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Strutz und Hahn). — **Schenck**: Physikalische Chemie, 2. — **Clören**: Analytische Chemie, 2. — **Kapff**: Chemische Technologie der Gespinstfasern, 2. —

Blumenthal: Höhere Mathematik I, 8 und 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Jürgens**: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Kaufmännisches Rechnen, mit Übungen, 2; Versicherungsmathematik, mit Übungen, 2; Mathematisches Seminar, 2 g. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Graphische Statik, 2, Zeichnen, 2, Ausgewählte Kapitel aus der graphischen Statik, 1. — **N. N.**: Mechanik I, 5, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1, Ausgewählte Teile der technischen Mechanik, 2 g. — **Haußmann**: Markscheiden und Feldmessen, 4, Übungen, $^1/_2$ Tag, Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 1; Markscheiderisches Seminar, 2; Enzyklopädie der Markscheidekunde, 2. — **Mintrop**: Sphärische Trigonometrie, 1; Trigonometrische Übungen, 2. — **Schumann**: Praktische Geometrie I, 3, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Ausgewählte Kapitel der Geodäsie, 1 g. Eisenbahntrassieren, 2. —

Universität Basel.

E. Hagenbach-Bischoff: Geschichte der Elektrizität, 2 g. — **VonderMühll**: Analytische Mechanik, mit Übungen, 4. Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4, Mathematisch-physikalische Übungen, 2 g. — **A. Hagenbach**: Experimentalphysik II: Optik, Wärme und Elektrizität, 6. — **Veillon**: Interferenz der unpolarisierten Lichter, 2. —

Nietzki: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, $3^1/_4$; Chemisches Kolloquium (mit Rupe und Fichter), 1 g. — **Rupe**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Kränzchen mit Nietzki und Fichter). — **Fichter**: Maßanalyse und Gasanalyse, 1; Einführung in die Elektrochemie, 2; Analytisches Halbpraktikum, 9. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Nienhaus**: Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 6; Pharmazeutisches Kränzchen, g. — **Müller**: Chemische Verwandtschaftslehre, 2. —

Kinkelin: Differential- und Integralrechnung I, 3. Algebraische Analysis, 3. Stereometrie, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 1 g. — **Riggenbach**: Astronomische Geographie, 2. — **Spieß**: Die Grundbegriffe der Mathematik, 3, Bilder aus der Geschichte der Mathematik, 1. — **Großmann**: Anwendungen der darstellenden Geometrie, 2; Algebraische Kurven und Flächen, 2. —

Universität Berlin.

N. N.: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 5, Praktische Übungen für Anfänger (mit Blasius), 7, für Geübtere, halbtägig, tägl., für Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. — **Planck**: Allgemeine Mechanik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 g. — **Slaby**: Elektrotechnik, 4; Funkentelegraphie, 2. — **Warburg**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. — **Blasius**: Praktischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$; Übungen im Anschluß an das physikalische Praktikum, 1 g. — **Neesen**: Elementare Mechanik, 2. — **Bodenstein**: Thermodynamik, 2. — **E. Meyer**: Einführung in die moderne Maschinentechnik, 2; Technische Exkursionen, g. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik V: Wärmelehre, 4. — **Weinstein**: Einleitung in die mathematische Physik, 3; Erdmagnetismus und Erdelektrizität, 1 g. — **Aschkinaß**: Elemente der höheren Mathematik, mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in den Naturwissenschaften, 2. — **Martens**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4. — **Börnstein**: Experimentalphysik I, 3; Wetterkunde, 1; Physikalische Übungen, 4. Physikalische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Fock**: Einleitung in die Physik und Chemie, 1, Chemische Kristallographie, 1. — **Gehrcke**: Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1. — **Grüneisen**: Über Differentialgleichungen von Schwingungsvorgängen, 1. — **v. Ihering**: Maschinenkunde, mit Übungen, 4. — **Valentiner**: Kinetische Theorie der Gase, 2. — **v. Bezold**: Allgemeine Meteorologie, 2; Über Wind und Wetter, 1 g; Meteorologisches Kolloquium, 1 g. Übungen für Anfänger, 3, für Geübtere, 12—20. — **Hellmann**: Allgemeine Klimatologie, 2; Erdmagnetismus in geschichtlicher Entwicklung, 1 g. — **Leß**: Praktische Witterungskunde, 2. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, 1. —

E. Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Universitätslaboratorium (mit Gabriel, Pschorr, Stock, Diels und F. Fischer), tägl. — **Nernst**: Physikalische Chemie, 4; Theorie der galvanischen Elemente, 1 g. Praktische Übungen und Arbeiten im physikalisch-chemischen Laboratorium der Universität: a) an-

organisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl., b) physiko-chemische Übungen, 7. c) physiko-chemische Arbeiten (mit Bodenstein), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1 *g.* — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker II: Organische Stoffe, 2; Chemische Technologie für Juristen, 2; Übungen im technologischen Institut, tägl. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6. — **Liebermann**: Organische Experimentalchemie I, 5; Praktische Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, mit Experimenten, 4; Toxikologische Chemie, mit Experimenten, $1\frac{1}{2}$; Darstellung und Prüfung neuer Arzneimittel, 1 *g.*; Praktische Übungen in der chemischen Analyse (mit Traube), tägl. — **Biedermann**: Technische Chemie II: Die organischen Stoffe, 4. — **Gabriel**: Qualitative und quantitative Analyse, 2. — **Löb**: Die Elektrochemie der organischen Verbindungen, 1, Physikalische Chemie für Biologen und Mediziner, 1 *g.* — **Schotten**: Chemie der Ernährung, 2. — **Marckwald**: Analytische Chemie, 2. — **Rosenheim**: Theoretische Grundlagen der analytischen Chemie, 1; Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Praktische Übungen in der Maßanalyse, 3. — **Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2, Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Emmerling**: Belebte und unbelebte Fermente, 1. — **R. J. Meyer**: Übungen in der Gasanalyse, 3; Die Beziehungen zwischen physikalischen Eigenschaften und chemischer Zusammensetzung, 1 *g.* — **Buchner**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum (mit Meisenheimer), tägl. — **Pschorr**: Chemie der Benzolderivate, 1. — **Spiegel**: Chemie der Alkaloide, 2; Praktische chemische Übungen im pharmakologischen Institut (mit Liebreich), tägl. — **Neuberg**: Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Salkowski), 6; Chemisches und Physiologisches über Zucker und Eiweiß, 1 *g.* — **Sachs**: Anwendung der Farbstoffe, 3. — **Koppel**: Das chemische Gleichgewicht: Massenwirkung und Phasenlehre, 1. — **Diels**: Einführung in das Studium der organischen Chemie: Aliphatische Verbindungen, 1; Besprechung ausgewählter Kapitel der organischen Chemie (Kolloquium), 1. — **Stock**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 1. — **Meisenheimer**: Reaktionen organischer Verbindungen, 1. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **F. Fischer**: Grundzüge der Elektrochemie, 1. — **Byk**: Photochemie, mit Demonstrationen, 2; Chemische Optik, 1 *g.* — **Großmann**: Die Bedeutung der chemischen Technik für das deutsche Wirtschaftsleben, mit Exkursionen, 1. —

Schwarz: Differentialrechnung, 4; Synthetische Geometrie, 4; Elementargeometrische Herleitung der wichtigsten Eigenschaften der Kegelschnitte, 2 *g.*; Übungen in der Differentialrechnung, 14tägig, 2 *g.*; Mathematische Kolloquien, 14tägig, 2 *g.* — **Frobenius**: Algebra, 4. — **Schottky**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g.*; Allgemeine Funktionentheorie, 4; Mathematisches Seminar (mit Schwarz und Frobenius), 3 *g.* — **Knoblauch**: Determinanten, 4; Krumme Flächen, 4; Raumkurven, 1 *g.* — **Lehmann-Filhés**: Analytische Geometrie, 4. — **Landau**: Zahlentheorie, 4. — **Hettner**: Bestimmte Integrale 2. — **Schur**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4. — **Foerster**: Theorie und Kritik der Raum-Messung, 2; Geschichte der mittelalterlichen Astronomie, 2; Kosmische Erkenntnis und psychische Probleme, 1 *g.* — **Helmert**: Methode der kleinsten Quadrate, 1; Gradmessungen, 1 *g.* — **Struve**: Sphärische Astronomie, 3; Übungen auf der Sternwarte, *g.* — **Bauschinger**: Bahnbestimmung der Himmelskörper, 3, Übungen, 1 *g.* — **Scheiner**: Einleitung in die Astrophysik, allgemeinverständlich, II, 3; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g.* — **Marcuse**: Geographisch- und nautisch-astronomische Ortsbestimmung, mit Übungen, 2; Allgemeine Himmelskunde mit Lichtbildern, $1\frac{1}{2}$; Kolloquium über Aufgaben der geographischen Ortsbestimmung, 1 *g.* — **Ristenpart**: Theorie der Finsternisse und Sternbedeckungen, 1; Berechnung der Finsternisse von 1909. —

Technische Hochschule Berlin.

Kurlbaum: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4, für Praktikanten der chemischen Laboratorien, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Meßbestimmungen und Meßinstrumente, 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik II, 2; Grundzüge der Potentialtheorie und ihre Anwendung in der Elektrizitätslehre, 2; Elektrische Schwingungen und Funkentelegraphie, 1. — **Krigar-Menzel**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Theorie der Wärme: Thermodynamik, 2. — **Rubens**: Experimentalphysik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium: Physikalische Messungen, 4. — **Gleichen**: Einführung in die praktische Optik und Anleitung zur Konstruktion optischer, photographisch-optischer und ophthalmologischer Instrumente, 2. — **Groß**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 2. — **Petzoldt**: Die mechanische Naturansicht und das Weltproblem, 1 *g.* — **Kassner**: Meteorologische Einleitung in die Lehre vom Wasserbau, 1. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Allgemeine Photographie: Apparatenkunde, Übersicht über die gebräuchlichen photographischen Prozesse, 2; Einführung in die photographische Optik, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, für Studierende der Photochemie, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16. — **Byk**: Theoretische Photochemie II: Die Lehre von den chemischen Wirkungen des Lichtes, 2. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Funkentelegraphie, 2; Übungen im Elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 4 Tage. — **W. Wedding**: Elektrotechnische Meßkunde, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Einschluß der Elektrotelegraphie, mit Experimenten, 3. — **W. Reichel**: Elektromaschinenbau, 4, Übungen, 8; Übungen im Elektrotechnischen Versuchsfeld, 4 bzw. 8; Elektrische Bahn- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 3. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **Benischke**: Wechselstromtechnik, 4. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen nach den in der Praxis herrschenden Gepflogenheiten, 2; Die in der Praxis gebräuchlichen Diagramme der Wechselstrommaschinen und -Motoren einschließlich der kommutierenden Einphasenmotoren, 1. — **Kallmann**: Betriebstechnik der elektrischen Beleuchtungs-, Kraft- und Bahnanlagen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Zentralen und Leitungsnetze, 2. — **v. Koch**: Kollektor-Motoren für Einphasen-Wechselstrom, 2. — **Servus**: Einführung in das Studium der Elektrotechnik, 2; Durcharbeitung aller in der Elektrotechnik vorkommenden Theorien der niederen und höheren Mathematik, 2. — **Vogel**: Elektrische Verteilungsanlagen, 2. — **Zehme**: Elektrische Stadt- und Haupteisenbahnen, 2. — **Frölich**: Übersicht über die Elektrotechnik für Chemiker, 1. — **Riedler**: Arbeitsmaschinen, 4; Verbrennungsmaschinen, 3, Übungen, 4. — **Franz**: Hochbau-Elemente für maschinentechnische Anlagen, 2, Übungen, 4; Bauanlagen für industrielle Maschinenbetriebe im Zusammenhang mit wirtschaftlichen Berechnungen und technischer Verwaltung, 2, Übungen, 4. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Josse**: Wärmetechnik, 2; Übungen im Maschinen-Laboratorium I, 14tägig, 5, II, 6, III, 8. — **Kammerer**: Maschinenelemente, 4, Übungen, 8; Entwerfen von Hebemaschinen, 4; Entwerfen von schwierigeren Hebemaschinen und von Maschinen zu Verkehrsanlagen für staatliche, kommunale und industrielle Betriebe, 4. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen (einschließlich Zentrifugalpumpen), 2, Übungen, 4; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen und Dampfkesseln, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen mit Übungen, 2, Übungen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen und Festigkeits-Laboratorium, 2. — **Obergethmann**: Eisenbahnmaschinenbau, Fahrzeuge, Betriebs- und Verkehrsanlagen, Oberbau, 2, Übungen, 2; Lokomotiven und Wagen, Bau und Unterhaltung, 2, Übungen, 2. — **E. Reichel**: Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6, Wasserkraftmaschinen, 2, Übungen, 4. — **Schlesinger**: Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 4; Fabrikbetriebe und -Anlagen, mit Seminar, 2, Übungen, 4. — **Schuberg**: Elemente der darstellenden Geometrie, 1, Übungen, 3; Maschinenkunde I: Maschinenelemente, 1, Übungen im Maschinenzeichnen, 3, II: Dampfmaschinen, Dampfkessel, Gasmotoren, Elektromotoren, Arbeitsmaschinen, 2, Übungen, 3; Konstruktionsübungen für Chemiker: Entwurf von Apparaten und Vorrichtungen zum Erhitzen, Kühlen, Trocknen, Zer-

kleinern, Mischen und Destillieren chemischer Substanzen im Großbetriebe) I, 1, Übungen, 3, II, 1, Übungen, 3. — **Stumpf**: Dampfmaschinenbau (einschließlich Dampfturbinenbau), 4, Übungen, 8. — **Wehage**: Angewandte Dynamik, 2; Angewandte Hydraulik, 2. — **Heinel**: Die Maschinen zur Gasverdichtung und -Verflüssigung, insbesondere die Kälteerzeugungsmaschinen, 2. — **Leist**: Mechanik I, 4, Übungen 2, II, 4, Übungen, 2. —

v. Knorre: Analytische Chemie, Quantitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Allgemeine Elektrochemie und Anwendung der Elektrolyse in der chemischen Industrie, 4; Abriß der technischen Gasanalyse, mit Übungen, 2. — **v. Buchka**: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittelanalyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie I, 4; Abriß der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Holde**: Untersuchung pflanzlicher und tierischer Öle, Fette und Wachse, 2. — **Liebermann**: Organische Chemie I: Die offenen Kohlenstoffketten, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Traube**: Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 1, Übungen, 3; Radioaktivität und Elektronentheorie, 1. — **Witt**: Chemische Technologie II: Organische Verbindungen — Faserstoffe, Papier, Leder, Fette, Öle, Seifen, Beleuchtung — Trockene Destillation (Gasbereitung, Kokerei, Teer, Destillation) — Holzschwelerei, Braunkohle-Steinöl, 4; Farbstoffe, Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 2; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt**: Ausgewählte Teile der physikalischen Chemie, 1; Kolloquium über physikalische Chemie, 1. — **Binz**: Veredlung der Textilfasern II: Bleicherei, Zeugdruck usw. mit Demonstrationen, 2. — **Börnstein**: Die Brennmaterialien, ihre Bearbeitung und Verwendung, 2. — **Hauser**: Chemie der selteneren Elemente mit spezieller Rücksicht auf ihre technische Verwendung, 2; Kolloquium über anorganische und analytische Chemie, 2. — **Hinrichsen**: Über flüssige und feste Lösungen mit besonderer Berücksichtigung der Metallegierungen, 2; Chemische Atomistik, Einführung in die theoretischen Grundanschauungen der modernen Naturwissenschaft, 1. — **Junghahn**: Technologie der Proteinstoffe, Albuminoide Leder-, Leim-, Gelatinefabrikation usw.) mit Exkursionen, 2. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Kühling**: Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Schoch**: Chemische und mechanische Technologie der Baumaterialien, 2. — **Simonis**: Repetitorium der organischen Chemie in Form von Kolloquien, 2; Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1; Organisch-chemische Arbeitsmethoden (der Oxydation, Reduktion, Sulfurierung usw.), 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Ullmann**: Arbeitsmethoden der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel**: Einführung in die organische Chemie, 2. — **Wolffenstein**: Die Chemie der Alkaloide, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Differential- und Integralrechnung und der analytischen Geometrie, 4. — **Hertzer**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Jolles**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Steinitz**: Potentialtheorie, 2; Funktionentheorie I, 2; Niedere Analysis und Algebra, 2; Synthetische Geometrie: Geometrie der Lage, 2. — **Fuchs**: Partielle Differentialgleichungen nebst Anwendungen, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Hessenberg**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Rothe**: Ausgewählte Teile der Elementarmathematik, 2; Theorie der Kurven, 1. — **Wallenberg**: Elementarmathematik: Algebra, Trigonometrie, Stereometrie, 2; Repetitorium der Integralrechnung und analytischen Geometrie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität und Wärme, 6; Repetitorium der Physik, 2; Theoretische Optik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 8. — **Gruner**: Spektralanalyse, 1. —

Friedheim: Anorganische Experimentalchemie, 6; Qualitative und quantitative Analyse (Metalle), 2; Anorganisch-chemisches Praktikum für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse, 3. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie II, 5; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Tambor**: Die Chemie der Alkaloide, 2; Repetitorium der Chemie der Fettkörper, 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Chemische Berechnungen, 1; Analytische Chemie im Lichte der Ionentheorie, 1. — **Ephraim**: Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie, 2; Probleme der modernen Chemie, 1. — **Schaffer**: Lebensmittelchemie, 2; Praktikum im Laboratorium für Nahrungsmitteluntersuchung. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Bestimmte Integrale mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen, 2; Differential- und Integralrechnung, 2; Funktionentheorie, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2. — **Ott**: Integralrechnung, 2; Analytische Geometrie der Ebene II, 2. — **Huber**: Sphärische Astronomie I, 2; Theorie der höheren ebenen Kurven mit Übungen, 3; Theorie der elliptischen und Theta-Funktionen, 3. — **Benteli**: Darstellende Geometrie: Kurven, Strahlenflächen, reguläre Polyeder, 3, Übungen und Repetitorium, 2; Praktische Geometrie I, 1; Konstruktive Perspektive, 1. — **Crelier**: Synthetische Geometrie I, 2. — **Moser**: Politische Arithmetik, 1; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Laboratorium für Anfänger (mit Eversheim), 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Bucherer**: Ausgewählte Kapitel aus der Lehre vom Elektromagnetismus mit Demonstrationen, 2 *g*; Praktische Anleitung zur Ausführung einfacher Experimente (mit Eversheim), 3. — **Kaufmann**: Elektrizität und Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*. — **Pflüger**: Dispersion des Lichtes, 1. —

Anschütz: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Rimbach**: Theoretische Chemie I: Atom- und Molekulartheorie, Allgemeine Eigenschaften der Stoffe, 2; Spezielle anorganische Chemie: Metalle und seltenere Elemente, 2; Analytische Chemie I: Quantitative Analyse, 2; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*; Übungen in einfachen chemischen Unterrichtsversuchen, 2 *g*. — **Schroeter**: Höhere aromatische und heterozyklische Substanzen, 2. — **O. Schmidt**: Organische Stickstoffverbindungen II: Aromatische Substanzen, 1; Analyse und Konstitutionsermittelung organischer Verbindungen mit Hilfe von chemischen und physikalischen Methoden, mit Übungen, 2. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie I (anorganisch), 3; Toxikologie: Ausmittelung von Giften, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, 2 *g*. — **Mannheim**: Über die Methoden der Wasser- und Harnanalyse, 1, Übungen, *g*. — **Kippenberger**: Chemische Technologie, anorganischer Teil mit Exkursionen, 2; Besprechung nahrungsmittelchemischer Gutachten, 1 *g*; Gärungschemie mit praktischen Übungen, 2. — **Laar**: Photographie II. Kopier- und Reproduktionsverfahren, 1. —

London: Elemente der analytischen Geometrie der Ebene und des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie II, mit Zeichenübungen, 3; Mathematisches Seminar (mit Schmidt), 14tägig, 2 *g*. — **Study**: Einleitung in die analytische Mechanik, 4; Nicht-Euklidische Geometrie, 2. — **Kowalewski**: Infinitesimalrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der Fourierschen Reihen, 2; Geometrie der Zahlen, 2. — **E. Schmidt**: Einführung in die Algebra, 3; Determinanten, 2. — **Küstner**: Theorie der Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 3; Topographie des Sonnensystems, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer), tägl. — **Mönnichmeyer**: Allgemeine Störungen, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Zenneck: Experimentalphysik: Molekularphysik, Wärme, Elektromagnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Rau); Theorie des elektromagnetischen Feldes I, 2, III, 2. — **Weber**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Elektrostatik, 2. — **Harting**: Wissenschaftliche Photographie, 1; Das Mikroskop und die Mikrophotographie, 1, Übungen, 1. — **Peukert**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Grohmann), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Grohmann). — **Mosler**: Telegraphie und Telephonie, 2; Die elektrische Ausrüstung der Hebezeuge, 1. — **Franke**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Dampfmaschinenbau, 4, Übungen (mit Mackensen), 8; Berechnung und Bau der Dampfturbinen, 1. — **Friedmann**: Maschinenelemente, 4, Übungen (mit Lawaczeck), 8; Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren, 4. — **Denecke**: Heizung und Lüftung, 2; Berechnung und Bau der Hebemaschinen, 3, Übungen, 4; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Übungen, 4; Maschinenzeichnen, Übungen, 6; Technisches Zeichnen, Übungen, 4. — **Schöttler**: Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Arbeiten im mechanischen Laboratorium I, 1, Übungen (mit Preuß), 3, II, Übungen; Technische Mechanik II, 4, Übungen, 1, Repetition, 1. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Fabrikanlagen und Werkstatteinrichtungen, 2; Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Technologische Übungen, 2. —

Meyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Chemie der organischen Farbstoffe, 3; Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Biehringer und Hartmann); Chemisches Kolloquium (mit N. N.), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Grundzüge der Chemie, 3. — **N. N.**: Physikalische Chemie, 2; Metallurgie, 2; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Wolters). — **Reinke**: Chemische Technologie II 1, 6; Chemisch-technische Analyse I, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Laskowsky); Besprechungen aus dem Gebiete der chemischen Technologie II, monatlich 2. — **Beckurts**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Grundzüge der Maßanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger, Frerichs und Emde). — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie für Pharmazeuten, 2. — **Linde**: Pharmakognosie I, 2; Pharmakognostisches Praktikum, 3. —

Dedekind: Elemente der Zahlentheorie, 1; Theorie der Fourierschen Reihen, 2. — **Fricke**: Analytische Geometrie und Algebra, 3; Differential- und Integralrechnung I, 5, Übungen, 2, II, 2; Grundzüge der höheren Mathematik, 2. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen (mit Behrens), 6; Geometrie der Lage, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Kurven und Flächen, 2. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Wieghardt**: Technische Mechanik I, 3, Übungen, 1, Repetition, 1. — **Koppe**: Geodäsie I, 2, Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung I mit Berechnungen, 2, Übungen, 4; Geodätisches Praktikum (mit Bohlan), 3; Planzeichnen (mit Bohlan), 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schaefer), 3 oder 6, für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*. — **Pringsheim**: Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Schaefer**: Thermodynamik und kinetische Theorie der Gase, 4. — **Riesenfeld**: Photographisches Praktikum, 2; Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*. —

Ladenburg: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Praktisch-chemische Kurse, für Mediziner, 5, für Landwirte, 6, Praktisch-chemische Übungen (mit Abegg), ganz- und halbtägig. — **Abegg**: Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1½ *g*; Physikalische Chemie III: Verwandtschaftslehre, 2, mathematische Ergänzungsstunden; Ausgewählte Kapitel der Photochemie und wissenschaftlichen Photographie, 1 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Meyer), 3. — **Herz**: Chemie der Benzolabkömmlinge, 2; Stöchiometrie (ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie: Die Eigenschaften der Körper in den drei Aggregatzuständen), 2; Die physikalischen und chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 2; Übungen im Bestimmen von Mineralien und Kristallformen (mit Hintze, Milch und Sachs), 1 *g*. — **Meyer**: Einführung in die Energetik und Thermodynamik, 2. — **Sackur**: Einführung in die mathematische Behandlung der Chemie, 2; Lektüre klassischer Arbeiten der physikalischen Chemie, 1 *g*. — **Gadamer**: Organische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Ausmittelung der organischen Gifte II, 1; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 6. — **Ahrens**: Technologie der Zellulose und Sprengstoffe, der Fette, Öle und Seifen, sowie der Gerberei, 4; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie, 1 *g*; Landwirtschaftliche Technologie I: Zucker und Stärkefabrikation, 2; Praktische Übungen und Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Praktischer Kursus in chemisch-technischen und gasanalytischen Untersuchungsmethoden, 1 Tag. —

Landsberg: Einleitung in die höhere Analysis: Reihenlehre, 2; Integralrechnung, 4, Übungen, 2 *g*; Anwendungen der Theorie der elliptischen Funktionen, 1. — **Sturm**: Zahlentheorie, 3; Geometrische Örter höheren Grades, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Rosanes**: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Elemente der Theorie der Differentialgleichungen, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Kneser**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 2; Theorie der Fourierschen Reihen und Integrale, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Franz**: Mechanik des Himmels II: Rotation, Gleichgewichtsfigur, Flut, Präzession, Nutation, Libration, Saturnsringe, 4; Theorie der Bahnrechnung der Planeten, 2, Astronomisches Seminar, 1—2 *g*; Astronomisches Kolloquium, 2 *g*. —

Universität Czernowitz.

Daublebsky von Sterneck: Differential- und Integralrechnung, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 2 *g*. — **Radakovic**: Mechanik, 5; Seminar für mathematische Physik, 2 *g*. — **Löwl**: Klimatologie, 3; Kartenkunde, 2; Geographische Übungen, 1 *g*. —

Technische Hochschule Danzig.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärmelehre, Akustik, Optik, 5; Kleines physikalisches Praktikum, 8; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Einleitung in die Theorie des elektromagnetischen Feldes, 2. — **Roeßler**: Elektrotechnik II, 4; Elektrotechnisches Laboratorium II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4, für Maschinenbauer, 2; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen (mit Simons), 2, Übungen, 4. — **Simons**: Elektrotechnische Meßkunde, 2; Apparate- und Schalttafelbau, 2, Übungen, 4. — **Jahn**: Eisenbahnmaschinenbau, 4, Übungen, 4; Lokomotivbau, 4; Eisenbahnbetrieb, 2; Enzyklopädie der Arbeitsmaschinen, 2. — **Schulze-Pillot**: Maschinenelemente, 4, Übungen, 8 und 4; Kraft- und Arbeitsmaschinen mit Kreiselrädern, 2, Übungen, 4; Kraftanlagen und Energieverteilung, 2. — **Tischbein**: Einführung in den Maschinenbau, 1, Übungen, 6, 2 und 4; Mechanische Technologie, 2; Einführung in die Eisenhüttenkunde, 2; Werkzeugmaschinen und Fabrikbetriebe, 2, Übungen, 4; Größere Lasthebemaschinen, 2, Übungen, 4. — **Wagener**: Wärmemechanik, 2; Maschinenlaboratorium I, 4 und 2, II, 4; Kolbenkraftmaschinen, 4, Übungen, 4; Kolbenarbeitsmaschinen, 2, Übungen, 2. — **Gramberg**: Mechanische Meßinstrumente und Maschinenuntersuchungen, 2; Heizung und Lüftung, 2. — **Lorenz**: Dynamik starrer Körper, 3, Übungen, 2; Festigkeitslehre und Hydraulik, 4, Übungen, 2. —

Ruff: Anorganische Experimentalchemie, 4; Einführung

Digitized by Google

in das chemische Praktikum, 9; Kleines chemisches Praktikum für Nichtfachchemiker, 8 und 6; Praktikum im anorganisch-chemischen Laboratorium und im elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl**: Organisch-chemische Technologie I u. II, 3; Chemisches Kolloquium, 2 g; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, tägl.; Kurse für Gärungsgewerbe, Zucker- und Stärkefabrikation; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. — **Bose**: Physikalische Chemie I und II, 3; Physikalisch-chemisches Praktikum I u. II, 4. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik I, 6. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 5. — **Sommer**: Höhere Mathematik II, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Lehre von den Differentialgleichungen, 2; Potentialtheorie, 2. — **Eggert**: Niedere und höhere Geodäsie, 2; Planzeichnen, 2; Geodätisches Praktikum I u. II, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Geometrische Optik, Wellenlehre des Lichtes, Akustik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Mechanische Wärmetheorie, 2. Physikalisches Kolloquium (mit Zeißig), 1 g. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, Optik, 4, Repetitorium, 1; Physikalische Meß- und Instrumentenkunde, 2 g. — **Rudolphi**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente I, 2. — **Fritsch**: Photographische Übungen, 2; Spektralanalyse, 1 g. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I; Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Über elektrische Wellen, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II, 3, Übungen (mit Petersen), 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der gesamten Elektrotechnik, 1; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), halbtägig, tägl.; Selbständige Arbeiten für Vorgeschrittenere. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 2, Übungen, 3; Projektieren elektrischer Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2. — **Fehmer**: Elektrische Straßenbahnen, 1 g. — **v. Roeßler**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 3; Mechanische Technologie I, 2, II, 1; Rohstoffe und Halbstoffe der Papierfabrikation, 2; Papierprüfung, Übungen, 3; Werkzeugmaschinen: Metallbearbeitung, 2, Holzbearbeitung usw., 1; Heizung und Lüftung, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 3, Konstruktionsübungen, 9; Zeichen- und Konstruktionsübungen in Maschinenelemente, 3; Kinematik I, 2, II, 1; Maschinenelemente und Kinematik, 1 g. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Baumaschinenzeichnen, 3; Ausgewählte Abschnitte aus der Festigkeitslehre, 1; Gasmotoren, 3. — **Gutermuth**: Dampfmaschinen, 6, Konstruktionsübungen, 6. — **Pfarr**: Wasserkraftmaschinen, 4; Wasserwerksbauten, 2; Papierfabrikation und deren Maschinen, 3; Konstruktionsübungen zu Wasserkraftmaschinen und Fabrikanlagen, 6. — **Koehler**: Lasthebemaschinen, 2, Konstruktionsübungen, 6. — **Beck**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1. — **Schlink**: Rechenschieber und Rechenapparate, 1; Repetitorium der Mechanik, 2. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 4; Theoretische und physikalische Chemie, 1 bis 2; Chemisches Praktikum (mit Kolb, Keppeler, D'Ans und Dippel), tägl. außer Sonnabend. — **Kolb**: Anorganische Chemie II, spezieller Teil, 2; Analytische Chemie II (Quantitative Analyse, einschließlich Maßanalyse, 2; Analytische Chemie der seltenen Elemente, 1; Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Finger**: Organische Experimentalchemie, 6, Praktikum im Laboratorium für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. außer Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Keppeler**: Gasbeleuchtung, 2 g. — **Schwalbe**: Chemische Technologie der Gespinnstfasern, 1 g, Zwischenprodukte der Teerfarbenfabrikation, 1 g, Natürliche und künstliche Riechstoffe, 1 g. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 2, Pharmakognosie, 3, Übungen, 2. Pharmazeutische Gesetzeskunde, 1; Bakteriologie und Sterilisationstechnik (mit Weller), Übungen. — **Dieffenbach**: Grundzüge der Eisenhüttenkunde, 1; Elektrochemie, 2. Chemische Technologie, 4. Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann), 1 g. Chemisches und elektrochemisches Praktikum (mit Neumann, Moldenhauer und Nover), tägl. außer Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend. — **Neumann**: Verbrennungsvorgänge, Heiz- und Kraftgase und deren Untersuchung, 1; Gasanalytische Methoden, mit Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Elektrochemie, 1 g; Nutzmetalle, 1 g. — **Sonne**: Chemische Technologie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Geologische und chemisch-technische Vorarbeiten für die Trinkwasserversorgung (mit Steuer), 2. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genußmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8. —

Fenner: Trigonometrie, 3; Planzeichnen, 4; Geodäsie, 4; Höhere Geodäsie, 2; Geodätische Übungen, 2; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 2. — **Graefe**: Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2, II, 2, Übungen, 1; Geschichte der Mathematik, 1. — **Gundelfinger**: Höhere Mathematik I, 3, Übungen, 2; Analytische Übungen, 1. — **N. N.**: Höhere Mathematik I, 3, Übungen, 2; Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 4. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6, II, 1, Übungen, 2; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Ohl**: Praktische Geometrie, 2. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik II, 6, Übungen (mit Graefe), 3; Ausgewählte Abschnitte der graphischen Statik, 1. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum I (mit Toepler), 6 oder 3, II, für Fortgeschrittene, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten (mit Toepler), 20; Physikalisches Kolloquium (mit Helm), 1 g. — **Toepler**: Kinetische Gastheorie: Über den Gaszustand, 2. — **Krone**: Theorie und Praxis der Photographie nebst Kolloquium über wissenschaftliche Photographie, 2. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik II, 2; Starkstromanlagen, 4; Theorie des Wechselstromes II, 2; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 8; Elektrotechnisches Praktikum, 4; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, 20; Elektrotechnisches Kolloquium (mit Kübler), 2 g. — **Kübler**: Dynamomaschinen, 2; Entwerfen von Dynamos, Starkstromapparaten, elektrischen Fahrzeugen und Bahnen, Übungen, 12 und 4; Elektrische Bahnen und Fahrzeuge I, 2; Arbeitsübertragung, 2. — **Ulbricht**: Telegraphie und Telephonie, 2 g. — **L. Lewicki**: Dampfmaschinen I, 4; Dampfkessel, 3; Lokomotiven, 2; Maschinenkonstruieren (mit E. Lewicki), 10 und 5; Arbeiten im Maschinenlaboratorium A: Dampf- und Wassermaschinen, mit Kolloquium (mit E. Lewicki), 6; Größere Arbeiten im Maschinenlaboratorium A, 20. — **Mollier**: Technische Thermodynamik (Grundsätze und deren Anwendung, besonders auf die Dampfmaschine), 4, Übungen, 1; Kinematik, 3, Übungen, 3; Übungen im Maschinenlaboratorium B, 6; Größere Arbeiten im Maschinenlaboratorium B, 24. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre, 3, Eisenbahnmaschinenwesen, 3; Skizzieren für die Chemische Abteilung, 4, für die Mechanische Abteilung: Perspektive und Modellaufnahme, 4. — **Buhle**: Maschinenelemente, 5; Maschinenkonstruieren, 10; Hebemaschinen, 2; Landtransportmittel I (ausgewählte Kapitel), 2. — **Grübler**: Technische Mechanik I, 4, Übungen, 1, III, 4, Übungen, 1. — **Müller**: Allgemeine mechanische Technologie II, 3; Technologisches Praktikum für die Faserstofftechnik, 20, Spinnerei, 3. — **Scheit**: Dynamometrische Untersuchung von Getrieben, Kraftfahrzeugen, Übungen, 2; Untersuchung von Baumaterialien II, Übungen, 3; Kraftfahrzeuge: Ausgewählte Kapitel über die Konstruktion und den Betrieb, 1. — **E. Lewicki**: Dampfturbinen, mit Experimenten und Demonstrationen, 2; Herstellungs- und Betriebskosten von Kraftmaschinenanlagen, 1. — **Nägel**: Übungen im Konstruieren von Gasmaschinen, 4. — **N. N.**: Werkzeugmaschinen, Übungen, 4; Kalkulation im Maschinenwesen, 2; Entwerfen von Fabrikanlagen, Übungen, 4. —

Hempel: Chemische Großindustrie, 2; Metallurgie, 2, Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **v. Meyer**: Organische Chemie, 5; Kolloquium: Freie Vorträge über wichtige Probleme der Chemie (mit v. Walther), 1 g; Organisch-chemisches Praktikum (mit v. Walther), ganz- und halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Foerster**: Elektrochemie, ihre Theorie

und technische Anwendung, 2; Physikalische (theoretische) Chemie II, 3; Praktikum für Elektrochemie, 8, für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Lottermoser), 1 *g*. — **Möhlau**: Chemie der Textilindustrie: Gewinnung der Spinnfasern und ihre Veredelung durch Bleicherei, Färberei, Zeugdruck und Appretur, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe II, 2, Praktikum für Farbenchemie, 8, für Färbereitechnik, halbtägig, tägl. außer Sonnabend, für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bezw. Färbereitechnik, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Renk**: Nahrungsmittelchemie, 2; Wohnungshygiene, 1; Erste Hilfeleistung bei Unglücksfällen, 1; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Bucherer**: Einführung in das allgemeine Patentwesen, 1; Die organischen Heilmittel, ihre physiologisch-chemische Grundlage, Synthese und Anwendung, 1. — **Lottermoser**: Analytische Chemie vom Standpunkte der Ionentheorie und des Massenwirkungsgesetzes, 1. — **Schmidt**: Chemie der Ernährung und Verdauung, 1 *g*. — **v. Walther**: Chemie der Zuckerarten, 1; Chemie und Technologie der Cyanverbindungen, 1. — **Dietz**: Chemische Technologie der Tonwaren, der Bausteine und des Mörtels, sowie des Zements, 1. —

Helm: Höhere Mathematik II, 4, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 2, Übungen, 1 *g*; Elektrodynamik nach ihrer geschichtlichen Entwicklung, 2. — **Krause**: Höhere Mathematik, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der komplexen Funktionen, 2; Theorie der reellen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Disteli**: Darstellende Geometrie II, 3, Übungen, 4; Kinematische Geometrie des Raumes, 2. — **Heger**: Kartenentwürfe, 1; Theorie und Anwendung der Determinanten, 1. — **Naetsch**: Elementare Algebra und Analysis, 2. — **Pattenhausen**: Geodäsie I, 2, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodätische Ausarbeitungen, 2 und 4; Geodätische Rechenübungen, 2, Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Seminaristische Übungen für Geodäten, 2; Katastervermessungen I, 2; Planzeichnen I, 2. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2, Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 40. Physikalisches Kolloquium, 2 *g*, Übungen in Experimentalvorträgen (mit Wehnelt), 1 *g*. — **Wehnelt**: Theoretische Physik II: Elektrizität, Optik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Reiger**: Astrophysik, 1. —

Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Busch), ganz- und halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Mediziner, 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3, Die Grundlagen der Nahrungsmittelchemie, für Nahrungsmittelchemiker und Pharmazeuten, 2; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Pharmazeutisch-chemisches Halbpraktikum I, 16, II, 20; Physiologisch-chemisches Praktikum: Harnanalyse etc., 3; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genußmittel, ganz- und halbtägig, tägl. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse I: Metalle, 2; Kolloquium über neuere chemische Literatur (mit Jordis und Gutbier), 1 *g*. — **Henrich**: Anleitung zur Darstellung organischer Präparate auf elektrochemischem Wege; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Untersuchungen, *g*; Die Chemie des Pyridins, Chinolins und der wichtigsten Alkaloide, 2. — **Jordis**: Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 1; Einführung in die physikalische Chemie, 1, Chemisches Seminar, 2, Elektrochemische Praktika: a) für Anfänger, 3, b) für Fortgeschrittene, 5, c) Halbpraktikum, 20, d) Ganzpraktikum, 40. — **Gutbier**: Chemisches Seminar für Chemiker und Pharmazeuten, 2; Gasanalyse mit Übungen, 2, Die Entwicklung der modernen Chemie, 1. — **Schulze**: Synthetische Arzneimittel, 1. —

Gordan: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Zahlentheorie, 4, Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Bestimmte Integrale und Fouriersche Reihen, 2, Algebraische Flächen, 2; Analytische und geometrische Übungen, *g*. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Königsberger), halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Königsberger**: Optik mit Übungen, 3; Grundlagen der Elektronentheorie, 1; Übungen aus der theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **G. Meyer**: Elektrochemie, 2; Theorie der elektromotorischen Kräfte, 1; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten für Geübtere. — **Reinganum**: Theorie der Strahlung, 2. —

Gattermann: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Willgerodt**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Anorganische Technologie, 2. — **Edinger**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. — **Fromm**: Übungen im Färben von Gespinstfasern, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie für Mediziner, 2, Repetition, 1. — **Meigen**: Quantitative Analyse, 2; Übungen im Bestimmen von Mineralien auf chemischem Wege, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse, 3; Praktische Übungen in der angewandten Elektrochemie, 2. — **Trautz**: Allgemeine und theoretische Chemie I, 3; Die Grundbegriffe und wichtigsten Gesetze der allgemeinen Chemie, 1 *g*; Theoretisch-chemisches Kolloquium, 2 *g*. —

Lüroth: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Populäre Astronomie, 2; Übungen im math. Seminar, 1 *g*. — **Stickelberger**: Analytische Geometrie der Ebene und Differentialrechnung, 5, Übungen, 1; Funktionentheorie, 3. — **Loewy**: Differentialgleichungen, 4; Über den Zahlbegriff, 2; Übungen im math. Seminar. — **Weingarten**: Einleitung in die Hydrodynamik, 2 *g*. — **Seith**: Elementare Geometrie der Ebene und des Raumes, 2. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker, Mediziner und Pharmazeuten, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2. — **Fromme**: Elektromagnetische Lichttheorie, 4, Ausgleichungsrechnung und Elemente der höheren Geodäsie, 3; Meteorologie und Klimatologie, 1. — **Schmidt**: Kinetische Gastheorie, 2; Elektrische Meßmethoden, 1. —

Naumann: Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Untersuchung von Nahrungsmitteln und technischen Erzeugnissen (mit Schroeder), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Schroeder**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2; Photochemie und wissenschaftliche Photographie, 1; Einleitung in die organische Chemie, 2. — **Moeser**: Pharmazeutisch-chemische Präparate II, 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl., für Landwirte, halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Physikalisch-chemische Übungen (mit Brand), 1 Nachmittag *g*; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Organische Experimentalchemie, $4^1/_2$, Spezielle Elektrochemie, 2. — **Brand**, Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, 1; Technologie der Farbstoff- und Heilmittelzwischenprodukte: 1. — **Thomae**: Neuere Literatur auf dem Gebiete der Pharmazie, 1, der Nahrungsmittelchemie, 1. —

Pasch: Grundlagen der Analysis, 2, Analytische Geometrie der Ebene II, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Netto**: Elliptische Funktionen, 4; Zahlentheorie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Graßmann**: Differential- und Elemente der Integralrechnung, 4; Analytische Mechanik II, 3, Übungen, 14tägig, 1. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität und Wärme, 3, Ausgewählte Teile der Elektrizitätslehre, 1 *g*; Physikalische Übungen (mit Voigt, Simon, Bestelmeyer, Gordian und Madelung), 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend. — **Voigt**: Elektrodynamik, 4; Kinetische Theorie der Materie, 2 *g*. Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonn-

abend *g*. — **Wiechert**: Physik des Erdkörpers und seiner Oberfläche (Lagerung und Elastizität der Materie, Gebirgsbildung, Vulkane, Gletscher), 3; Ebbe und Flut und verwandte Phänomene, 1 *g*; Besprechung neuer Arbeiten auf dem Gebiete der Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum, *g*. — **Simon**: Elektrische und magnetische Kreise, 2; Probleme der Telephonie, 1 *g*; Einführung in die Elektrotechnik, mit Demonstrationen, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Elektrizitätslehre, tägl.; Elektrotechnisches Kolloquium, 2 *g*; Elektrotechnisches Praktikum, 3. — **Prandtl**: Ausgewählte Abschnitte aus der Dynamik, insbesondere der Maschinen, 3; Praktikum im Maschinenlaboratorium, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend. — **Abraham**: Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 4. — **Bestelmeyer**: Elektrizität in Gasen. —

Wallach: Allgemeine Chemie I: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemische Übungen und wissenschaftliche Arbeiten (mit Polstorff, Kötz und Borsche), Voll- und Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Kolloquium für Fortgeschrittene, 1 *g*. — **Tammann**: Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, 20; Die Lehre vom Gleichgewicht heterogener Systeme, 2, Kolloquium über neuere Arbeiten auf den Gebieten der physikalischen und anorganischen Chemie (mit Dolezalek), 1 *g*. — **Tollens**: Technische Chemie für Landwirte: Zuckerfabrikation, Gärungsindustrie, Phosphat-, Stickstoff- und Kalipräparate, 3; Praktische Übungen und wissenschaftliche Untersuchungen im agrikultur-chemischen Laboratorium (mit Süchting), Halb- und Vollpraktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 4; Über die Verunreinigungen und Verfälschungen der Nahrungs- und Genußmittel und deren Erkennung, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 2 *g*. — **Fischer**: Geschichte der chemischen Technologie, 2; Chemisch-technologisches Rechnen, *g*. — **Dolezalek**: Physikalische Chemie (ausschließlich Elektrochemie), 3; Physiko-chemische Arbeiten und Übungen, ganz- und halbtägig. — **Kötz**: Quantitative Analyse, 2; Chemie des Stickstoffs, 1; Statik und Dynamik in der organischen Chemie, 1; Seminaristische Übungen in Chemie, 1 *g*; Repetitorium der organischen Chemie, 1. — **Coehn**: Angewandte Elektrochemie, 2; Elektroanalytische und elektropräparative Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **Borsche**: Stereochemie, 1; Die technische Gewinnung der chemischen Elemente und einige ihrer einfachsten Verbindungen, 1. — **Ruer**: Grundlagen der Chemie, 1. —

Klein: Elliptische Funktionen, 4; Funktionentheoretische Vorträge über lineare Differentialgleichungen (mit Hilbert, Minkowski und Herglotz), 2 *g*. — **Hilbert**: Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen (mit Carathéodory), 4; Mechanik der Kontinua, 4. — **Schwarzschild**: Rotation und Figur der Himmelskörper, 3, Astronomisches Seminar, 2 *g*. — **Minkowski**: Enzyklopädie der Elementarmathematik, 4; Invariantentheorie, 2. — **Runge**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 4. Anwendungen der partiellen Differentialgleichungen, mit Übungen (mit Prandtl und Abraham), 2 *g*. — **Brendel**: Die mathematische Technik des Versicherungswesens, 3; Übungen im Seminar für Versicherungswissenschaft, 2 *g*. — **Ambronn**: Bahnbestimmungen von Kometen- und Planetenbahnen, 3, Übungen, *g*; Methode der kleinsten Quadrate, 1; Übungen im astronomischen Beobachten, 4 bis 5; Selbständige Übungen an den Instrumenten der Sternwarte für Vorgeschrittene, tägl. — **Zermelo**: Elemente der analytischen Mechanik, 4, Mathematische Behandlung der Logik, 1. — **Herglotz**: Einführung in die analytische Geometrie des Raumes, 2; Übungen im Gebiete der elliptischen Funktionen, 2. — **Carathéodory**: Minimalprinzipien der Mechanik und der Physik, 2. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik, 5; Physikalische Übungen I, 6. — **Benndorf**: Die modernen Anschauungen über das Wesen der Elektrizitätsleitung, 2; Übungen im physikalischen Rechnen, 3 *g*. Physikalische Übungen II, 8. — **Streintz**: Maße und Meßmethoden der Elektrizität, 2. —

N. N.: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4, Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Chemisches Konversatorium für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Schrötter**: Pharmazeutische Chemie, 4; Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 2. — **Hemmelmayr v. Augustenfeld**: Technisch wichtige Kapitel der anorganischen Chemie: Metallgewinnung, 1. — **Kremann**: Elektrochemie, angewandter und technischer Teil, 2; Die theoretischen physiko-chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 1; Physiko-chemisches Praktikum, 3 Wochen. — **Hofmann**: Ausgewählte Kapitel aus Chemie mit Experimenten, 1. —

Frischauf: Niedere Analysis, 3; Analytische Geometrie, 2; Höhere Geodäsie, 2 *g*. — **Dantscher v. Kollesberg**: Analytische und projektivische Geometrie der Ebene, 5 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Streißler**: Darstellende Geometrie: Zentrale Projektion, 3. — **Waßmuth**: Dynamik materieller Punkte und Punktsysteme, 5; Seminar für mathematische Physik, 3 *g*. — **Hillebrand**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 3; Sphärische Astronomie I, 2. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3, Übungen, 8. — **Streintz**: Maße und Meßmethoden der Elektrizität, 2; Wärmelehre I: Thermodynamik, 2. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, II a, $2^1/_2$, II b, 2; Allgemeine Maschinenkunde I, 4. — **Bendl**: Maschinenbau I a, 3, Übungen, 10, I b, 3, Übungen, $10^1/_2$, II b, 4, Übungen, 15. — **Iberer**: Maschinenzeichnen, 4 —

Emich: Anorganische Chemie, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 2, Übungen, 13; Chemische Technologie der organischen Stoffe, 4, Übungen, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, 20. — **B. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1, Seminar, 2, Übungen, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe 2, 4, Übungen, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe, 20. — **v. Hemmelmayr**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2; Sphärische Trigonometrie, 1. — **Stelzel**: Baumechanik I, 4, Übungen, 4; Theorie der eisernen Brücken, 4; Elemente der höheren Mathematik I, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übungen, 2. — **Schüßler**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6, Seminarübungen für Lehramtskandidaten, 2; Theorie der Kegelschnitte, 3. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik, 4, Übungen, 1; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Technische Mechanik I, 4. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie I, 4; Höhere Geodäsie, 4; Praktische Meßübungen; Situationszeichnen, 4 und 2. —

Universität Greifswald.

Mie: Theoretische Optik, 4, Seminaristische Übungen, 2 *g*; Physikalische Übungen, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (mit Starke), 2 *g*. — **Holtz**: Mechanik und Molekularphysik unter Berücksichtigung des Alltagslebens und der Technik, 1. Statische und Gewitterelektrizität mit Einschluß der Induktionsapparate und ihrer Wirkungen, gemeinfaßlich, 1; Physik der Gestirne mit Experimenten und zeitweiser Beobachtung der Sterne, 2 *g*. — **Starke**: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*, Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber**: Die Kraftmaschinen, 2. — **Berg**: Geschichte der neueren Physik, 1 *g*. —

Auwers: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl., für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz); Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 5 *g*. — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausmittelung der Gifte, 1; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. — **Roth**: Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, $3^1/_2$; Physikalisch-chemisches Kolloquium für Anfänger, 1 *g*. — **Posner**: Chemische Technologie II: Technologie der organischen Stoffe, 2, Exkursionen; Synthetische Methoden der organischen

Chemie, 2. — **Strecker**: Qualitative Analyse, 2; Besprechung klassischer anorganischer Arbeiten, 1; Chemisches Kolloquium für Mediziner, 2. — **Anselmino**: Über neuere Arzneimittel, 1; Repetitorium der Chemie für Pharmazeuten, 2. —

Thomé: Elliptische Funktionen II, 4; Die Hypergeometrische Funktion, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Engel**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der Transformationsgruppen (Einführung), 4; Analytische Geometrie des Raumes, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Vahlen**: Theorie der Differentialgleichungen, 3, Übungen, 1 *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Arbeiten von Geübteren, täglich; Theorie der Elastizität, 2 *g*. — **Schmidt**: Theorie der Wärme, 3; Übungen zur Physik elektrischer Schwingungen, *g*. — **Berndt**: Einführung in die Elektrotechnik, 2. —

Volhard: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Doebner und Vorländer), tägl. außer Sonnabend; Übungen im Experimentalvortrag, 1 *g*. — **Doebner**: Organische Chemie, mit Rücksicht auf Medizin und Pharmazie, 4; Über Alkaloide, 1 *g*. — **Schneidewind**: Agrikulturchemie I: Naturgesetze der Ernährung der landwirtschaftlichen Kulturpflanzen, Bodenkunde und Düngerlehre, 4; Technologie der Kohlehydrate: Spiritusfabrikation, 1, Zuckerfabrikation, 1 *g*; Exkursionen und Demonstrationen, *g*. — **Vorländer**: Stochiometrie, 1 *g*. — **Baumert**: Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2 *g*. — **Erdmann**: Technische Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Praktischer Kursus in der Gasanalyse, technischen Analyse und in der Elektrochemie, 4. —

Cantor: Differential- und Integralrechnung mit Übungen, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Partielle Differentialgleichungen und ihre Anwendung in der mathematischen Physik, 4; Variationsrechnung, 2; Sphärische Trigonometrie und mathematische Geographie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Gutzmer**: Integralrechnung mit Übungen, 5; Darstellende Geometrie mit Übungen, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Algebra II, 3; Übungen, 1 *g*; Analytische Geometrie des Raumes, 2. — **Buchholz**: Höhere Geodäsie, 2; Methoden der Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 1. — **Bernstein**: Konforme Abbildungen (Riemannsche Funktionentheorie), 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung mit Anwendungen, 1; Praktikum der Versicherungsmathematik, 2; Kursus der Herstellung mathematischer Modelle, $1^1/_2$. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 4; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Stark), 4. — **Stark**: Grundzüge der Physik, 3; Praktische Physik, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3, Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Meyer, Röver und Riddervold), 8, II, nach Übereinkunft, III, für Maschineningenieure, 8; Elektrotechnisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Heim**: Elektrische Anlagen I (mit Grabe), 3, Übungen, 2; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren (mit Grabe), 2, Übungen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2, Elektrische Kraftübertragung, 2; Grundzüge der technischen Elektrolyse, 2; Elektrolytische Übungen (mit Reichelt), 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger II, 1; Elektrische Meßkunde I, zweiter Teil, 2. — **Franke**: Ausgewählte Kapitel der technischen Physik, 1. — **Fischer**: Allgemeine mechanische Technologie (mit v. Hanffstengel), 4; Spezielle Technologie I, einschließlich Werkzeugmaschinenkunde (mit v. Hanffstengel), 4, Übungen, 2. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Engelbrecht, Cramer, Kirchhoff und Siekmann), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Engelbrecht, Cramer und Siekmann), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Maschinenorgane (mit Ryssel und Ahlf), 5, Übungen, 7; Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel und Ahlf), 3, Übungen, 3. — **Frese**: Ingenieurlaboratorium I (mit Aschof, le Noir, Lüth und Kropp), 1, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4; Theoretische Maschinenlehre (mit le Noir), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Müller und Regula), 3, Übungen, 4; Regulatoren der Kraftmaschinen (mit Müller), 2; Fabrikanlagen und Eisenbahn-Werkstätten (mit Müller), 2. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre I (mit Keidel), 4; Grundzüge der Maschinenlehre (mit Keidel), 3; Hebezeuge und Pumpen (mit Regula und Keidel), 2. — **Weber**: Mechanik I, 3, Seminarübungen, 1, II, 4, Seminarübungen, 1; Statik der Baukonstruktionen, Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 3, Seminarübungen, 1. — **Nachtweh**: Maschinenzeichnen (mit Willkomm, le Noir und Regula), 4; Bautechnologie, 3; Spezielle Technologie II (mit Willkomm), 2; Fabrikationszweige der Faserstoff-Industrie (mit Willkomm), 3; Technologisches Praktikum (mit Willkomm), 3; Ausgewählte Kapitel des landwirtschaftlichen Maschinenbaues, 2. — **Aschof**: Heizung, Lüftung und Beleuchtung geschlossener Räume, 3. —

Seubert: Anorganische Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Hochhut und Gennerich), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Analytische Chemie, 2. — **Behrend**: Organische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Kießling), tägl. außer Sonnabend. — **Keiser**: Anorganisches Kolloquium, 2. — **Jänecke**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften mit besonderer Berücksichtigung der Chemie, 1. — **Ost**: Grundzüge der chemischen Technologie, 3; Chemische Technologie I, 4, Übungen, 2, Übungen in der Elektroanalyse (mit Voigt), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Voigt), tägl. außer Sonnabend. — **Laves**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, 2. —

Kiepert: Differential- und Integralrechnung I, 5, Übungen, 1, III, 3; Variationsrechnung, 3. — **Stäckel**: Differential- und Integralrechnung IB, 4, Übungen, 1; Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, mit Übungen, 3. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie I (mit Peters, Jöhrens und Strothoff), 3, Übungen, 6, II, 3, Übungen, 6. — **N. N.**: Grundzüge der höheren Mathematik für Architekten und Chemiker, 3, Übungen, 1. — **Petzold**: Algebraische Analysis und Trigonometrie, 3; Übungen in der Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 1. — **N. N.**: Geodäsie I (mit Petzold), 4, Übungen, 2, II, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Heidelberg.

Quincke: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Wärme, Akustik, 5; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im physikalischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Praktikum, 4. — **Pockels**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Einführung in die Elektrotechnik, 1; Geophysik II, 1. — **Weber**: Die Grundlagen des Energieprinzips in elementarer Darstellung, 2; Vektoranalysis, 1; Wissenschaftlich-photographische Übungen, 2, für Fortgeschrittene, 2. — **N. N.**: Entladung der Elektrizität in Gasen und Radioaktivität, 1. —

Curtius: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganischer Teil, 6; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere auf den Gebieten der anorganischen, organischen, physikalischen, analytischen, pharmazeutischen Chemie und Gärungschemie (mit Jannasch, Knoevenagel, Bredig, Stollé, Klages, Mohr, Franzen und Ebler), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 20. — **Brühl**: Organische Chemie, 6; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. — **Jannasch**: Gewichtsanalyse, 2; Chemische Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3; Analytisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 8. — **Knoevenagel**: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemie und Technologie der Teerfarbstoffe, 2. — **Bredig**: Einführung in die physikalische Chemie und ihre Meßmethoden, 3; Chemische Gleichgewichtslehre, 2; Theoretische Übungen in physikalischer Chemie, *g*. — **Krafft**: Organische Chemie, 3; Praktisch-chemische Übungen und Arbeiten, tägl. außer Sonnabend;

Chemisches Praktikum für Anfänger, halbtägig; Ferienkurse: Chemisches Praktikum in den Herbstferien, 5 Wochen, in den Osterferien, 4 Wochen. — **Dittrich**: Kolloquium über analytische Chemie, 2; Analytisch-chemisches Praktikum (für Anfänger und Nichtchemiker), tägl. außer Sonnabend, ganz- oder halbtägig; Ferienkurs: Chemisches Praktikum (für Anfänger, Fortgeschrittenere und Nichtchemiker), tägl. außer Sonnabend, in den Herbstferien, 6 Wochen, in den Osterferien, 4 Wochen. — **Stollé**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2. — **Klages**: Heterozyklische Verbindungen, 1; Kolloquium über organische Chemie, 2. — **Mohr**: Stereochemie, 1. — **Darapsky**: Geschichte der Chemie, 2. — **Franzen**: Gärungschemie II, 1; Gasanalyse, 1. — **Ebler**: Spektralanalyse, 1. —

Koenigsberger: Höhere Algebra: Theorie der Gleichungen, 4; Theorie der Differentialgleichungen, 2; Variationsrechnung, 1; Elemente der Zahlentheorie, 1; Übungen des mathematischen Unter- und Oberseminars, 2. — **Cantor**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Politische Arithmetik, 2. — **Koehler**: Synthetische Geometrie, 4. — **Boehm**: Theorie und Anwendung der einfachen und vielfachen Integrale (zugleich Einführung in die Funktionentheorie), 3; Elementarmathematik: Geometrischer Teil, 4. — **Valentiner**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3; Kapitel aus der Stellarastronomie, 1. — **Wolf**: Elemente der Astronomie und mathematischen Geographie, 2 *g*. —

Universität Innsbruck.

Czermak: Kündigt später an. — **Tumlirz**: Theoretische Mechanik, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Hammerl**: Über elektrische Hochspannungsanlagen, 2. — **Trabert**: Theoretische Meteorologie (mathematisch), 3; Neuere Probleme der Meteorologie (Konversatorium), 2; Erdmagnetismus, 1. —

Brunner: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, halb- und ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Theoretische Anleitungen zu den praktisch-chemischen Übungen der Anfänger, 1 *g*. — **Hopfgartner**: Grundzüge der Thermochemie und der Lehre vom chemischen Gleichgewicht, 2; Methoden der Gasanalyse, 2. — **Zehenter**: Chemische Technologie der organischen Stoffe, 2. — **Tollinger**: Die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Milch und deren Bedeutung für die Technik der Milchwirtschaft, 2. —

Gmeiner: Algebra, 3; Funktionen komplexer Veränderlicher, 2; Übungen im mathematischen Seminare, 2 *g*. — **Zindler**: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie und Bewegungslehre, 6; Mathematisches Seminar: Einführung in die Differentialrechnung, 1. — **Menger**: Elemente der projektiven Geometrie, 2. — **v. Oppolzer**: Spektrographie, 2; Spektrographische Übungen, 2; Übungen in der Zeitbestimmung, 8. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum: a) für Physiker, 6, b) für Chemiker, 4; Leitung physikalischer Spezialuntersuchungen (mit Straubel), tägl. — **Auerbach**: Theoretische Optik, 4; Einführung in die theoretische Physik: Prinzipe und Methoden, 2; Gemeinverständliche Einführung in die höhere Mathematik, $1\frac{1}{2}$. — **Straubel**: Grundzüge der geometrischen Optik, 1. — **Reich**: Einführung in die Technik, 1; Maschinenkunde für Landwirte, 1. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Wolff): a) Vollpraktikum, tägl., b) Halbpraktikum, halbtägig, tägl., c) Medizinervollpraktikum, 6, d) Medizinerhalbpraktikum, 3; Praktikum in der organischen Chemie und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe), tägl. — **Wolff**: Analytische Chemie, 3; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Vongerichten**: Chemische Technologie: Organische Großindustrie, 2; Praktikum mit besonderer Berücksichtigung technischer Methoden, ganz- und halbtägig; Kursus in Färberei und Druckerei, 3. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie I, 3; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Darstellung pharmazeutischer Präparate, Ausmittelung der Gifte, 9; Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel: Praktische und theoretische Übungen, a) Vollpraktikum, b) Halbpraktikum. — **Rabe**: Chemie der aromatischen und hydroaromatischen Verbindungen, 2; Besprechung neuerer chemischer Arbeiten, *g*. — **Gänge**: Arzneimittellehre, 2; Praktische Übungen in chemischen Untersuchungen vermittelst chemischer Hilfsmittel: Spektralanalyse, Mikroskopie, Polarisation und Refraktion des Lichtes, 2. —

Thomae: Bestimmte Integrale, 4; Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Haußner**: Mathematische Näherungsmethoden, 2; Integralrechnung mit Übungen, 5; Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Frege**: Funktionentheorie nach Riemann, 4; Begriffsschrift, 1 *g*. — **Knopf**: Störungsrechnung, 3; Mechanische Quadratur, 2. — **Rau**: Mechanik: Dynamik, 4; Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 3 *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Seminar, 1; Spektralanalyse, 1. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum (mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, Darstellung lichtempfindlicher Präparate), 4. — **Arnold**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 3, II: Synchrone und asynchrone Wechselstrommaschinen, 3; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 12, II, 8. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 3; Elektrische Messungen, 1. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 1; Elektrische Anlagen und Leitungen, 2; Übungen im Entwerfen von elektrischen Anlagen, 3; Schwachstromtechnik, 2; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Bragstad**: Theorie der Wechselströme, 2, Übungen, 1; Elektrische Bahnen, 2. — **Benoit**: Hebemaschinen II: Hebewerke mit besonderer Berücksichtigung des hydraulischen und elektrischen Antriebs, Krane, Aufzüge, Förderungsmaschinen, 3; Verlade- und Transportanlagen für Massengüter, 2; Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen, Pumpen und Gebläsen, 6. — **Brauer**: Theoretische Maschinenlehre: Theorie der Turbinen, Mechanische Wärmetheorie, 6, Übungen, 3; Festigkeitslehre, 2; Mechanisches Laboratorium, 3. — **Graßmann**: Dampfmaschinen und Kessel I, 3; Dampfturbinen und Gasmotoren, 2; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6. — **Keller**: Maschinenelemente, 4; Maschinenkonstruktionen: Triebwerke usw., 8 und 4; Wasserkraftanlagen, 1. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Maschinenfabrikation, Formgebungsarbeiten, 2; Werkzeugmaschinen und Fabrikeinrichtungen, 2; Arbeitsmaschinen der Großindustrie, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, 2; Technologische Exkursionen. — **Bergmann**: Buchführung für technische Betriebe, 1 *g*. — **Tolle**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Technische Mechanik, 4. Ausgewählte Kapitel des Maschinenbaues, 1. — **Schellenberg**: Heizungs- und Lüftungsanlagen. — **Schultheiß**: Meteorologie: Klimatologie, 1. —

Engler: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 1; Theoretische Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Bunte**: Chemische Technologie I: Zuckerfabrikation, Gärungsgewerbe, Brauerei, Brennerei usw., 2, II: Wasser, Beleuchtungstechnik, 2; Metallurgie, 1; Brennstoffe und Industrielle Feuerungen, 1; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Gaschemische Übungen (mit N.N.), 2; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Übungen in der technischen Analyse, für Vorgerücktere, tägl., Technologische Exkursionen. — **Haber**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, 2; Physikalische Chemie I: Stöchiometrie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs; Übungen im elektrochemischen Laboratorium, 3. — **Scholl**: Chemie der Benzolderivate I und II, 2. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Gerichtliche Chemie, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Aus-

gewählte Kapitel der technischen Analyse, 1; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung, 1, Übungen, 4. — **Kast**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Wöhler**: Analytische Chemie II, 2; Chemische Tagesfragen, 1. —

Heun: Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar für Fortgeschrittenere, 4; Elemente der Mechanik, 3, Übungen, 1; Elementarmechanik, 2. — **Kraser**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Schur**: Darstellende Geometrie I und II, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Wedekind**: Höhere Mathematik II, 3. — **Faber**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Arithmetik und Algebra, 2, Übungen, 1; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übungen, 1. — **Ludwig**: Projektive Geometrie, 2; Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 2, Übungen, 1. — **Haid**: Praktische Geometrie, 3; Höhere Geodäsie, 3; Geodätisches Praktikum I, 2, III, 3; Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Bürgin**: Katastervermessung II. Feldbereinigung, 2, Übungen, 2; Repetitorium der praktischen Geometrie, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4; Graphische Ausarbeitung der großen geodätischen Exkursion, 2. — **Stuts**: Organisation der Katastervermessung, 2, Übungen, 1. —

Universität Kiel.

Weber: Einleitung in die theoretische Physik: Mechanik, Optik, 4; Theorie physikalischer Meßapparate mit Übungen, 1; Meteorologie, 1 *g*; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Lenard**: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 7; Physikalische Untersuchungen Fortgeschrittener, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Becker), 1 *g*. — **Becker**: Die geschichtliche Entwicklung der Elektrizitätstheorien, insbesondere die Maxwellsche Theorie, 2. —

Harries: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum: Anorganische Abteilung (mit Biltz), tägl. außer Sonnabend, Organische Abteilung, tägl. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Über die Alkaloide und deren Ermittelung bei Vergiftungsfällen, 1; Über pharmazeutisch wichtige Alkaloide, 14tägig, 1 *g*. — **Biltz**: Chemie der Metalle, 3; Einführung in die physikalische Chemie, 2. — **Berend**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Repetitorium der organischen Chemie, 1 *g*. — **Stoehr**: Heterozyklische Verbindungen, 2. — **Feist**: Chemische Großindustrie: Anorganische Technologie, 2. — **Preuner**: Einführung in die Elektrochemie, 2. —

Pochhammer: Analytische Geometrie der Ebene, 3; Theorie der Funktionen einer komplexen Variable, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Rotationsprobleme aus der Mechanik des Himmels, 3, Übungen im numerischen Rechnen, 1 *g*. — **Heffter**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die Zahlentheorie, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1½ *g*. — **Kreuts**: Theorie der speziellen Störungen, 2; Übungen im astronomischen Rechnen, 1 *g*. — **Kobold**: Einleitung in die höhere Geodäsie, 2; Geodätische Übungen, 2 *g*. — **Weinnoldt**: Darstellende Geometrie II: Parallelperspektive, Axonometrie und Zentralperspektive, 3. — **N. N.**: Theorie der Refraktion, 2. — **Strömgren**: Mathematische Geographie, 1 *g*; Bewegungen der Satelliten in unserem Sonnensysteme, 1. —

Universität Königsberg.

Volkmann: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Mathematisch-physikalisches Laboratorium: a) Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6, b) Leitung größer. spezieller Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Schmidt**: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Die großen Physiker und ihre Leistungen, 1 *g*. —

Klinger: Anorganische Chemie, 4; Übungen im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Vorprüfungen, 1 *g*. — **Stutzer**: Landwirtschaftliche Chemie II: Ernährung der Tiere, 4; Praktische Übungen im Laboratorium, ganz- und halbtägig; Ausgewählte Abschnitte aus dem Gebiete der Technologie der Kohlehydrate, 1 *g*. — **Blochmann**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Titriermethoden, 1 *g*. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Nahrungsmittelchemie, 1; Praktische Übungen im pharmazeutisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Die wirtschaftliche Bedeutung chemischer Arbeit, 1 *g*; Methoden der Arzneimittelprüfung II, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Benrath**: Einführung in die physikalische Chemie: Elektrochemie, Thermochemie, Verwandtschaftslehre, 2; Physikalisch-chemische Arbeiten, 4 *g*; Die Theorie der chemischen Arbeitsmethoden, 1 *g*. —

Meyer: Analytische Geometrie II, 3, Übungen, 1 *g*; Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Schoenflies**: Theorie der Differentialgleichungen, 4; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 1 *g*. — **Battermann**: Sphärische Astronomie, 2; Methoden des wissenschaftlichen Rechnens, 1 *g*. — **Saalschütz**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Über pseudo-elliptische Integrale III. Gattung mit den nötigen Entwickelungen aus der Theorie der elliptischen Funktionen (nach der Methode der Fundamenta Jacobis), 2 *g*. — **Cohn**: Theorie der Beobachtungsfehler: Ausgleichungsrechnung, Methode der kleinsten Quadrate, 2; Ausgewählte Kapitel der Himmelsmechanik, 2 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Scholl), 9; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Elektrizität und Magnetismus (Maxwellsche Theorie), 4; Vektoranalysis, 1; Seminar über Thermodynamik, mit Demonstrationen (mit Fredenhagen), 1 *g*; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Meteorologie, 1 *g*. — **Marx**: Kathoden-, Radium- und Röntgenstrahlen, 1; Ionisation der Gase, mit Experimenten, 1. — **Dahms**: Elemente der geometrischen Optik, 1; Allgemeine Stereoskopie, 1 *g*. — **Scholl**: Technische Krafterzeugung, mit Demonstrationen und Messungen an den Maschinen des Instituts, 2. — **Fredenhagen**: Kinetische Theorie des gasförmigen und flüssigen Zustandes, 2. —

Beckmann: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittel-Chemie, ganz- und halbtägig, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Lockemann, Heller und Deußen), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl. — **Hantzsch**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Analytiker (mit Guthzeit) a) ganztägig, tägl., b) halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6. — **Le Blanc**: Physikalische Chemie, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Luther), ganz- und halbtägig, tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), ganz- und halbtägig, tägl. — **Stobbe**: Die wichtigsten Synthesen der organischen Chemie, 1; Die Zuckergruppe, 1. — **Wagner**: Experimentelle Einführung in die Chemie auf physikalischer Grundlage, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer: Analyse und Schulversuche, ganz- und halbtägig, tägl., Repetitorische Übungen, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie, organische Betriebe: Zellstoff, Zucker, Stärke, Gärungsgewerbe, Fette und Öle, mit Exkursionen, 2; Über Teerfarbstoffe mit Exkursionen, 2; Chemisch-technisches Praktikum für Geübtere, ganz- oder halbtägig, tägl. — **Luther**: Photochemie und photographische Chemie, 2; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Böttger und Drucker), 1 *g*. — **N. N.**: Technische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 2. — **Böttger**: Elektrolyse und Elektroanalyse, 1; Phasenregel und ihre praktische Bedeutung, 1; Seminaristische Übungen im Anschluß an das chemische Praktikum, 2 *g*. — **Schall**: Analytische Methoden der organischen Chemie, 3; Spektralanalyse organischer Verbindungen, 1. — **Ley**: Analytische Chemie, 2; Stereochemie, 1. — **Lockemann**: Geschichte der Chemie, 1. — **Heller**: Chemie und Technologie

nik: Organischer Teil, 2. — **Doußen**: Ausmittelung von Giften und Untersuchung pharmazeutisch wichtiger Drogen, 2. — **Drucker**: Physikalisch-chemische Meßmethoden, 1; Allgemeine Grundlagen der präparativen Chemie: Bildung, Trennung und Charakterisierung der Stoffe, 1. —

Neumann: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bruns**: Allgemeine Himmelskunde, 4; Seminar für wissenschaftliches Rechnen, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Mayer**: Variationsrechnung, 4. — **Hölder**: Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 1 *g*; Über die Grundlagen der Arithmetik und der Großenlehre, 2. — **Rohn**: Anwendung der Differentialrechnung auf Raumkurven und Flächen, 4, Übungen, 1 *g*; Invarianten, 2. — **Peter**: Ausgewählte Kapitel der praktischen Astronomie: Bestimmung von Fixsternörtern, 2. — **Hausdorff**: Zahlentheorie, 4. — **Liebmann**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Akustik, Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Feußner), 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner), 6; Übungen zur theoretischen Physik (mit Feußner), 2 *g*; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Wärmelehre, 4. — **Schulze**: Hydrodynamik und Akustik, 2; Anleitung zur Berechnung einfacher physikalischer Aufgaben, 1. —

Zincke: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl.; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Fries), 3. — **E. Schmidt**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Über Ausmittelung der Gifte, 1; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbständige chemische Arbeiten (mit Rupp). — **Fittica**: Analytische Chemie, 3; Ältere Geschichte der Chemie, 1. — **Schaum**: Physikalische Chemie II, 2, Übungen und Demonstrationen, 1 *g*; Interferenz und Polarisation mit Demonstrationen, 1; Elektrochemisches Praktikum (mit Fries), 3. — **Reißert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Rupp**: Untersuchung der wichtigsten Nahrungs- und Genußmittel, 2; Untersuchung der galenischen Präparate des Arzneibuches, 1; Theoretische Erläuterungen zum chemischen Praktikum, 1 *g*. — **Haselhoff**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel II, 1 *g*; Praktische Übungen im Laboratorium der landwirtschaftlichen Versuchsstation, halbtägig, tägl. — **Fries**: Besprechung neuerer Arbeiten, 1 *g*; Chemisches Repetitorium für Mediziner, 1, Die Entwicklung der Valenzlehre, 1. —

Hensel: Synthetische Geometrie, 4; Determinanten, 3; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 1, Mathematisches Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **Neumann**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3; Variationsrechnung, 3, Mathematische Übungen, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Analytische Geometrie des Raumes mit besonderer Berücksichtigung der Flächen 2. Ordnung, 4; Krümmungstheorie ebener Kurven und kinematische Untersuchungen über ebene Kurven, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geodäsie, Topographie, Flächenabbildung und Kartographie, 2, Übungen, *g*; Konstruktive Übungen über Kegelschnitte und Flächen 2. Ordnung, 1. — **Jung**: Flächentheorie, 4. — **Fueter**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik I, 5; Praktische Übungen im Laboratorium, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Graetz**: Analytische Mechanik, 5, Über die Fortschritte der exakten Naturwissenschaften, 1. — **Erk**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 4, Meteorologisches Praktikum, 12. — **Donle**: Einführung in die elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2. —

v. Baeyer: Unorganische Experimentalchemie, 5, Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium mit Hofmann, Piloty und Sand in der unorganischen, mit Dimroth, Koenigs und Dieckmann in der organischen Abteilung, ganz- oder halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann), 4. — **Paul**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 4; Ausgewählte Kapitel aus der angewandten physikalischen Chemie und Elektrochemie, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Anorganische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer und elektrochemischer Arbeiten, ganz- und halbtägig; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut, einschließlich Übungen in Sterilisationsverfahren, ganz- und halbtägig. — **Koenigs**: Kohlenhydrate, 1 *g*. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie: Metalloide und Schwermetalle, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum einschließlich Spektralanalyse (mit Sand), 4. — **Piloty**: Analytische Chemie I: Qualitative und quantitative Gewichtsanalyse, 3; Elektrolytisches Praktikum, ganztägig, 4—5wöchentliche Kurse. — **Dimroth**: Benzolderivate, 4. — **Dieckmann**: Chemie der Fettreihe (ausgewählte Kapitel), 1 *g*. — **Sand**: Physikalische Chemie, 3. — **Wieland**: Neuere organische Arbeiten in ausgewählten Kapiteln, 2. —

Lindemann: Theorie der Funktionen einer komplexen Variabeln, 4; Anwendungen der Infinitesimalrechnung auf die Theorie der Kurven und Flächen im Raume, 4; Über Transformationsgruppen, 2; Mathematisches Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **v. Seeliger**: Mechanik des Himmels I: Die Laplace-Leverriersche Störungstheorie, 4, Astronomisches Kolloquium, *g*. — **Voß**: Algebra, 4; Theorie der algebraischen Kurven, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Pringsheim**: Differentialrechnung, 5; Zahlentheorie, 4. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 3; Liniengeometrie in synthetisch-analytischer Behandlung, 4. — **v. Weber**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Ergänzungen und Übungen, 2; Integralrechnung mit Übungen, 4. — **Korn**: Potentialtheorie und Kugelfunktionen, 4. — **Brunn**: Mengenlehre, 4. — **Hartogs**: Ausgewählte Kapitel aus der Funktionentheorie (Fortsetzung), 2 *g*. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärmelehre, Reibungs-, Berührungs- und Thermoelektrizität, 6, Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Knoblauch**: Grundzüge der Physik: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, 3; Anwendung der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Erscheinungen, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Fischer**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Entwicklung der Grundbegriffe und Grundgesetze, 2. — **Emden**: Undulationstheorie des Lichtes, 3; Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, 3; Elektrotechnik für Chemiker, 2; Beleuchtungstechnik und Konstruktion der Bogenlampen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, mit Übungen, 6 Nachmittage. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 8; Elektrotechnisches Praktikum für Vorgeschrittene, 20 bis 32; Elektrische Zentralanlagen und Arbeitsübertragung, 2. — **Gleichmann**: Elektrische Schalt- und Regulierapparate, 1; Elektrische Bahnen, 2. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Gleichrichtern und Transformatoren, 8 und 4; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen I: Gleichstrommaschinen und Umformer, 3, III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 3, Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **Ultsch**: Maschinenzeichnen, 4; Konstruktionslehre der Hebezeuge, 3, Entwerfen von Hebezeugen, 6; Konstruktionslehre der Pumpen, Gebläse und Kompressoren, 2. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile I, 6; Entwerfen von Maschinenteilen I, 8 und 6, Dampfkessel und deren Feuerungen, 2. — **Camerer**: Wasserkraftmaschinen, 5; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 2 und 7; Wasserkraftanlagen, Übungen, 3, Allgemeine Maschinenlehre, 3. — **Lynen**: Entwerfen von Dampfmaschinen, 8; Konstruktionslehre der Eisenbahnmaschinen, 4, Graphodynamik der Steuerungsgetriebe, 1. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre, a) Kurbelgetriebe und Regulierung, 3, b) Theorie der Wärmekraftmaschinen;

Dampfturbinen, Verbrennungsmotoren, 2, Übungen, 2; Mechanische Wärmetheorie: Technische Thermodynamik, 2, Übungen, 1. — **v. Linde**: Theorie der Kältemaschinen, 2. — **v. Hoyer**: Mechanische Technologie, 6. —

Muthmann: Unorganische Experimentalchemie einschließlich der Grundzüge der physikalischen Chemie, 6; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10 bis 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20 bis 30. — **Eibner**: Chemie der Benzolderivate I, 2; Geschichte der aromatischen Diazoverbindungen, 1. — **Rohde**: Ausgewählte Kapitel aus der organisch-chemischen Tagesliteratur mit historischen Rückblicken, 1, Übungen, 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse II, 2; Theoretische Elektrochemie, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie mit Brennmaterialienlehre und Feuerungskunde II, 3; Chemisch-technische Übungen: Chemisch-technische Analyse, Färberei, 4; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20—30; Spezialarbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 30. — **Lintner**: Chemische Technologie des Wassers und der Kohlenhydrate (Landwirtschaftliche Technologie I), 3; Gärungschemisches Praktikum, 30; Technologie und Warenkunde II, 3, Übungen, 2. —

v. Dyck: Höhere Mathematik, 6, Übungen, 3; Analytische Mechanik, 3; Mathematisches Seminar: Kolloquium (mit Finsterwalder), 2. — **Finsterwalder**: Höhere Mathematik III, 5, Übungen, 2; Theorie der gerichteten Größen: Vektoren, 2, Übungen, 1. — **v. Braunmühl**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Projektivische Geometrie in synthetischer Behandlung, 4, Übungen, 1; Mathematisch-historisches Seminar, 2. — **Kutta**: Elementare Mathematik, 4; Trigonometrie, 3, Übungen, 1; Algebraische Analysis, 4; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **Burmester**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde I, 4, Praktikum I, 2 oder 4; Landesvermessung, 4; Katastertechnik, 3, Praktikum III: Meßübungen, 4, Rechenübungen, 4; Kartierungsübungen, 4. — **Bischoff**: Ausgleichungsrechnung (Praktikum), 1; Mechanisches und graphisches Rechnen: Rechenschieber, Rechenmaschinen, Planimeter usw., 1. — **Großmann**: Elemente der Astronomie, 2. — **Föppl**: Technische Mechanik II: Graphische Statik, 3, Übungen, 2, III: Festigkeitslehre, 4. — **Ewers**: Einführung in die Vektorentheorie und Anwendung derselben auf physikalische Probleme, 2. —

Universität Münster.

Heydweiller: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 4, Elementar-mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 3 und 6; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Konen), tägl.; Physikalisches und chemisches Kolloquium (mit Konen und Thiel), 1 *g*. — **Konen**: Theoretische Optik, 3, Übungen, 1 *g*, Übungen in Demonstrationsversuchen und in der Anwendung einfacher physikalischer Apparate, 3. —

Salkowski: Anorganische Chemie, 5; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2 *g*; Praktische Übungen im Laboratorium und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Thiel**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 3; Anleitung zum chemischen Experimentieren für den Unterricht an höheren Schulen, 4. — **König**: Analytische Chemie I, 1; Chemie der menschlichen Nahrungs- und Genußmittel, 2 *g*; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, tägl. *g*. — **Bömer**: Analyse und Beurteilung der Gebrauchsgegenstände, 1 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, 2 *g*. — **Kaßner**: Maßanalyse, 1; Organische Chemie, 4; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Technologie des Wassers, 1, Toxikologische, pharmazeutisch-chemische und maßanalytische Übungen im Laboratorium, Darstellung chemischer Präparate, Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1. —

Killing: Synthetische Geometrie, 4; Analytische Geometrie II, 4, Übungen, 1 *g*; Mathematisches Oberseminar, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Funktionentheorie, 4; Mathematisches Unterseminar, 1 *g*. — **Dehn**: Mechanik II, 4; Darstellende Geometrie mit Übungen, 3. — **Plaßmann**: Orts- und Zeitbestimmung, 2; Über den Mond, 2; Zeitrechnung und Kalenderkunde, 2; Übungen im astronomischen Beobachten und Rechnen, *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik I, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. *g*. — **v. Geitler**: Physikalisches Praktikum I, 6 und 3; Elektrodynamik, 2. — **Lippich**: Elementare Mechanik, 3; Übungen der mathematisch-physikalischen Abteilung, 2 *g*; Hydromechanik, 2; Besprechung physikalischer Fragen (mit Lecher, v. Geitler und Rothmund), 14tägig, 2 *g*. — **Spitaler**: Meteorologie II: Luftdruck und Luftbewegung, 3; Physikalische Erdbebenforschung, 1. — **Rothmund**: Theoretische und physikalische Chemie I: Stochiometrie und Verwandtschaftslehre, 4; Theorie der photographischen Prozesse, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. —

Goldschmiedt: Anorganische Chemie, 5; Experimentalübungen, 2 *g*; Chemische Übungen, 15 bezw. 8, für Mediziner, 4; Übungen in sanitätspolizeilich-chemischen Untersuchungen und in der Prüfung der offizinellen chemischen Präparate, 10; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Meyer**: Pharmazeutische Chemie, 4. — **Kirpal**: Maß- und Gewichtsanalyse, 3. —

Pick: Differential- und Integralrechnung, 5; Übungen der mathematischen Abteilung, 2 *g*. — **Weinek**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3. — **Oppenheim**: Die Gestalt der Himmelskörper, 2. — **Höfler**: Didaktik der Astronomie und der astronomischen Geographie, 3. —

Technische Hochschule Prag.

Das Vorlesungsverzeichnis war bis zur Ausgabe des Heftes nicht zu erlangen.

Universität Rostock.

Dieterici: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 5; Einleitung in die theoretische Physik, 3; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 8, für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Geübtere, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 *g*. —

Michaelis: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium: a) Großes Praktikum, tägl. außer Sonnabend, b) Kleines Praktikum, 9, c) Übungen für Mediziner, 4, für Nahrungsmittelchemiker, 4; Pharmazeutische Präparatenkunde, 2 *g*. — **Stoermer**: Analytische Experimentalchemie, 4; Gerichtlich-toxikologische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 3. — **Kümmell**: Chemische Verwandtschaftslehre I: Statik, Kinetik, Thermochemie, Photochemie, 4; Kleines physikochemisches Praktikum, 3; Potentialtheorie, 1. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Maßanalytische Bestimmungen des Arzneibuches, 1 *g*, Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse, für Pharmazeuten, 1 *g*. —

Staude: Theorie der analytischen Funktionen, 5; Differential- und Integralrechnung, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen, 13, Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Cohn), 5 Tage; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g*. — **Cohn**: Elektrizitätslehre, 4. — **Hergesell**: Physik der Erde II: Erdmagnetismus, Ozeanographie, 3; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Meteorologische Arbeiten, *g*. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie: Anorganischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (in der anorganischen Abteilung mit Kohlschütter), tägl. außer Sonnabend, auch halbtägig. — **Rose**: Chemische Technologie der Metalloide, 3; Untersuchung und Reinigung des Wassers, 1 *g*. — **Kohlschütter**: Analytische Chemie, $2^1/_4$; Übungen in den physikalisch-chemischen Untersuchungsmethoden. — **Erlenmeyer**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere,

tägl. außer Sonnabend. — **Kreutz**: Zuckerfabrikation, Bierbrauerei und Weinbereitung mit Exkursionen, 1. — **Köhl**: Einleitung in die neuere chemische Literatur, 1. — **Straus**: Organische Reaktionen in ihrem Zusammenhang II, 2. — **Schär**: Pharmakognosie, 4; Geschichte der Pharmazie, 2; Pharmakognostische Demonstrationen, 1 g; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. außer Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum (mit Rosenthaler), 3. — **Rosenthaler**: Die Anatomie der wichtigsten Drogen, 1; Galenische Präparate, 1; Vegetabilische Nahrungs- und Genußmittel. —

Reye: Geometrie der Lage, 3; Analytische Mechanik, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 2 g. — **Weber**: Differential- und Integralrechnung, 4, Anwendungen der elliptischen Funktionen auf Algebra und Zahlentheorie, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein, Timerding und Epstein), 1½ g. — **Wellstein**: Analytische Dreiecksgeometrie, 2; Einleitung in die Gruppentheorie, 3; Übungen des mathematischen Unterseminars, 1 g. — **Timerding**: Analytische Geometrie der Ebene: Kurvenlehre, 3, Übungen, 1 g; Hydraulik, 1; Darstellende Geometrie I, 2, Übungen, 2 g. — **Epstein**: Die hypergeometrische Differentialgleichung, 2. — **Simon**: Geschichte der Mathematik im Altertum in Verbindung mit Kulturgeschichte, 2. — **Becker**: Theorie der speziellen Störungen und der Bahnverbesserung, 2, Übungen; Theorie der Ausgleichung der Beobachtungsfehler, 1; Astronomisches Kolloquium, 14tägig, 1 Abend g; Astronomische Beobachtungen an Instrumenten der Sternwarte. — **Wirtz**: Einführung in die Theorie der Gezeiten und verwandter Phänomene, 1; Theorie der Refraktion, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Elektrostatik, Magnetismus, Elektrokinematik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Käser); Theoretische Physik, ausgewählte Kapitel, 2; Meteorologie, 1. — **Lang**: Elektromagnetische Schwingungen, 2. — **Veesenmeyer**: Elektrotechnik, 6; Elektrische Maschinen I, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 8; Die Einrichtung und der Betrieb elektrotechnischer Fabriken, 1. — **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 2; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, Übungen II (mit Herrmann und Dehn), III (mit Herrmann). — **Herrmann**: Telephonie und Telegraphie, 2, Übungen; Theorie der Wechselströme, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, Übungen II, für Maschineningenieure, ½ Tag. — **Widmaier**: Mechanische Technologie, 5; Eisenhüttenkunde, 2. — **Johannsen**: Fabrikanlagen der Spinnerei und Weberei, 2 g. — **Baumann**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Materialprüfung, 1. — **N. N.**: Technische Mechanik II, Übungen, 2. — **v. Weyrauch**: Mechanische Wärmetheorie, 4. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 8; Schattenkonstruktionen und Perspektive, 8, Pumpen, Übungen, 4. — **v. Ernst**: Maschinenelemente (mit Daur), 6, Konstruktionsübungen, 11; Hebezeuge (mit Daur), 2. — **Thomann**: Fabrikanlagen I, 1, II, mit Übungen, 2; Maschinenkonstruktionen (mit Hahn), 10; Maschinenkunde, 4. — **Bantlin**: Dampfmaschinen, 6; Maschinenkonstruktionen (mit Bretschneider), 8 und 6. — **v. Bach**: Ingenieurlaboratorium (mit Stückle), 4; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Dauner**: Eisenbahnfahrzeuge, 3. — **Enßlin**: Verbrennungsmotoren, 2. —

v. Hell: Allgemeine Experimentalchemie, 4, Übungen im Laboratorium für allgemeine Chemie (mit Kauffmann, Bauer und Leypold), Organische Chemie, 5. — **N. N.**: Analytische Chemie, 2; Farbenchemie, 3. — **Schmidt**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Chemie, 2, Einführung in die Stöchiometrie, 1, Praktische Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2, Populäre Vorlesungen über Chemie, 1. — **Kauffmann**: Physikalische Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2, Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Seel**: Neuere Arzneimittel, 2, Chemie in ihrer Anwendung auf Medizin, Nahrungsmittelindustrie und Landwirtschaft, 1; Populäre Vorlesungen über Nahrungs-, Genuß- und Arzneimittel, 1. — **Philip**: Maßanalyse, 1. — **Rohland**: Technologie der Mörtelmaterialien, 1 g; Anorganische Chemie mit Berücksichtigung technischer Prozesse, 1 g. — **E. Müller**: Elektrochemie, 2; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und technische Chemie. — **Häußermann**: Chemische Technologie der Brenn- und Leuchtstoffe, 2. —

Hohenner: Trigonometrie, 2, Übungen, 2 und 1; Praktische Geometrie II, 3, Übungen, 4; Abbildungen der Erdoberfläche auf die Ebene, 1, Übungen, 1; Markscheidekunde, mit Übungen, 3; Katastermessungen, 2. — **Stübler**: Niedere Analysis, 4; Auflösung numerischer Gleichungen, 1. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 1. — **Wölffing**: Elemente der Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 4; Höhere Algebra, 3. — **Reuschle**: Analytische Geometrie der Ebene (mit Stübler), Übungen, 1; Analytische Geometrie des Raumes (mit Stübler), 2, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der neueren analytischen Geometrie der Ebene und des Raumes einschließlich Invariantentheorie, 3; Differential- und Integralrechnung II (mit Stübler), 2, Übungen, 2, III, 2, Übungen, 1; Mathematisches Seminar (mit Mehmke), 1. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Stübler), 4, Übungen, 6; Vektoren- und Punktrechnung (mit Stübler), 3, Übungen, 1. — **Roth**: Schattenkonstruktionen und Beleuchtungskunde, 4. — **v. Autenrieth**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 2. — **Heer**: Plan- und Geländezeichnen (mit Fischer), 4. — **Hammer**: Ausarbeitung der geodätischen Aufnahmen, 2; Praktische Geometrie I, 3, Übungen (mit Heer und Fischer), 10; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Astronomische Zeit- und direkte geographische Ortsbestimmung, mit Übungen, 2. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Schall, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Selbständige Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theorie des Lichtes, 3, Übungen, 2; Meteorologie und Klimatologie, 1. — **Gans**: Theorie des Schalls, 2. —

v. Hüfner: Organische Chemie für Mediziner, 4; Praktisch-chemische Übungen für Anfänger I: Qualitative Analyse, 6, II: Quantitative Analyse, 6; Leitung physiologisch-chemischer Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Wislicenus**: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow), ganz- und halbtägig; Chemisch-pharmazeutisches Praktikum (mit Weinland), ganz- und halbtägig; Präparative Arbeiten, ganztägig; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, ganztägig. — **Bülow**: Analytische Chemie I, 3. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2, Quantitative Prüfung der Arzneimittel nach dem deutschen Arzneibuch, 1. — **Wedekind**: Theoretische und physikalische Chemie (in elementarer Form), 2, Chemie der aromatischen Verbindungen I: Monozyklische und hydroaromatische Verbindungen, 2; Physikochemische und gasanalytische Übungen, 4. —

v. Brill: Einführung in die höhere Mathematik, 4; Über nichtstarre Systeme und die Mechanik von Hertz, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **v. Stahl**: Höhere Algebra, 2; Elliptische und Abelsche Funktionen, 2; Variationsrechnung, 1, Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Höhere Analysis II, 3, Übungen, 1; Sphärische Trigonometrie, 1, Übungen, 1. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik II, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 g. — **N. N.**: Elastizitätslehre und Hydrodynamik, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar I, 1 g, II, 1 g. — **Franz Exner**: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 5; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Konversatorium (mit v. Schweidler), 1 g. — **Lampa**: Optik, 3. — **Moser**: Experimentalphysik, insbesondere Elektrizität und Optik, 3; Einführung in die mathematische Physik, zugleich als Einleitung in die Differential- und Integralrechnung, 2; Demonstrationen und Übungen an und mit physikalischen Apparaten, 6. — **v. Schweidler**: Physikalisches Praktikum: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 8; Experimentalphysik, 5. — **Meyer**: Elemente der theoretischen Physik: Mechanik, 3. — **Hasenöhrl**: Elemente der Theorie der Kegel- und Zylinderfunktionen und

ihre Anwendung auf Probleme der mathematischen Physik, 1. — **Mache**: Ionen und Elektronen, 2. — **Haschek**: Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Wärmelehre, 3. — **Ehrenhaft**: Theorie der Strahlung, 2. — **Kohl**: Analytische Mechanik, 2. — **Przibram**: Kinetische Gastheorie, 2. — **v. Lerch**: Akustik, 2. — **Hann**: Allgemeine Klimatologie, 2. Die Meeresströmungen, 1: Die wichtigsten mathematisch-physikalischen Theorien der Meteorologie, 1. — **Felix Exner**: Thermodynamik der Atmosphäre, 1. — **Conrad**: Atmosphärische Elektrizität, 1. — **Hinterberger**: Photographisches Praktikum, 6wöchig; Praktischer Kurs über Mikrophotographie, 20. —

Skraup: Anorganische Experimentalchemie, 5; Übungen und Arbeiten im II. chemischen Laboratorium. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie I, 5; Physikalisch-chemische Rechenübungen, 1 *g*; Chemische Übungen für Anfänger, halb- und ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie I: Chemie der Methanderivate, 3; Chemische Übungen für Anfänger, halb- und ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Chemie der Alkaloide, 2; Übungen aus pharmazeutischer Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Vortmann**: Gerichtlich-chemische Analyse, 2. — **Pomeranz**: Analytische Chemie, 3; Thermochemie, 1. — **Schacherl**: Ausgewählte Kapitel der Chemie und Technologie der Nahrungsmittel, 2. — **Franke**: Technische Analyse mit besonderer Berücksichtigung maßanalytischer Methoden, 2; Anleitung zur chemischen Analyse, 1. — **Pollak**: Chemische Technologie der Rohstoffe des Pflanzenreichs, mit Exkursionen, 1; Färberei-technische Übungen, 4. — **Wenzel**: Chemische Technologie, Großindustrie und Präparatendarstellung, 2. — **Garzarolli v. Thurnlackh**: Anleitung zum Anstellen von chemischen Schulversuchen, für Lehramtskandidaten, 2. — **Billitzer**: Technische Elektrochemie, 1. — **M. Kohn**: Einführung in Forschungsmethoden der organischen Chemie, 1. —

v. Escherich: Bestimmte Integrale und Variationsrechnung, 5; Proseminar für Mathematik, 1 *g*; Seminar für Mathematik, 2 *g*. — **Mertens**: Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*, im mathematischen Proseminar, 1 *g*. — **Wirtinger**: Theorie der linearen Differentialgleichungen, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Einleitung in die synthetische Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Kurven und Flächen dritter Ordnung, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik I, 3. — **Carda**: Das Pfaffsche Problem, 2. — **Plemelj**: Elementare Funktionentheorie, 3. — **Grünwald**: Differentialgeometrie, 2. — **Hahn**: Theorie der Funktionen einer reellen Veränderlichen I: Mengenlehre, Reihenentwickelungen, 2. — **Hanni**: Die hypergeometrische Reihe, 2. — **Weiß**: Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 4. — **v. Hepperger**: Sphärische Astronomie, 4; Photometrie, 1 *g*. — **Herz**: Theoretische Astronomie, 2; Die Elemente der darstellenden Geometrie und deren Anwendung auf das Kartenzeichnen, 3. — **Prey**: Ebbe und Flut, 2. — **Siegel**: Himmelsbild und Weltanschauung von Aristoteles bis Kant, 1. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 6; Optik, 6; Leitung der Wärme und Elektrizität, 2. — **Hasenöhrl**: Physik, 5, Übungen, 1; Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 2. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 5. — **Hochenegg**: Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Elektrotechnik (mit Sahulka), 4. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen, 1. — **Reithoffer**: Elektrische Schwingungen und Wellen, 2. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre II, 3; Bau der Lasthebemaschinen, $4^1/_2$. — **Seidler**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Allgemeine Maschinenkunde, 3. — **Englaender**: Maschinenelemente: Abschlußorgane, 6, Triebwerksteile, $10^1/_2$; Bau von Dampfkesseln, Dampfapparaten und Behältern, $4^1/_2$. — **Baudiß**: Bau der Wärmekraftmaschinen II, 4, Konstruktionsübungen, $12^1/_2$. — **Budau**: Bau der Wasserkraftmaschinen und Pumpen, $4^1/_2$. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, 3. — **v. Stockert**: Eisenbahnbetriebsmittel, 2; Eisenbahnbetrieb, 3. — **Liznar**: Meteorologie und die wichtigsten Lehren der Klimatologie für Ingenieure, 2. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. —

Bamberger: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5, Übungen, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3; Praktische Übungen in der Ausführung technischer Proben, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20; Gerichtlich-chemische Analyse, 2. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie II, 2, Übungen, 4; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20; Technische Feuerungen, 5. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie, 1. — **Skrabal**: Qualitative chemische Analyse, 2. — **Böck**: Arbeitsmethoden in der organischen Chemie, 2. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2. — **Abel**: Theoretische Elektrochemie, 1; Thermodynamisches Kolloquium, 1. — **Suida**: Die wichtigsten Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 4; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Ulzer**: Technische Analyse organischer Stoffe, 2. — **Strunz**: Geschichte der Chemie und Alchemie bis auf Lavoisier, 1; Die naturwissenschaftliche Hypothese, ihre Psychologie und Geschichte, 1. — **Kick**: Mechanische Technologie II, 5. — **Hauptfleisch**: Mechanische Technologie III, 5. — **Ludwik**: Mechanische Technologie, 5; Technologische Mechanik, 1. — **Strache**: Beleuchtungswesen. —

N. N.: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Carda**: Mathematik I, 5. — **Czuber**: Mathematik II, 5; Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Grünwald**: Ausgewählte Kapitel aus der analytischen Geometrie, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 4, II, 3. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **E. Müller**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktives Zeichnen, 6; Stereographische Projektion und Zyklographie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie I, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Adler**: Graphisches Rechnen, 2. — **Finger**: Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 5; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Analytische Mechanik, 2. — **Jung**: Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 5; Hydromechanik, 2. — **Kirsch**: Technische Mechanik I: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 6; Praktische Arbeiten im mechanisch-technischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Pollack**: Elemente der niederen Geodäsie, $4^1/_2$; Enzyklopädie der Ingenieur-Wissenschaften, 3. — **Doležal**: Praktische Geometrie, $4^1/_2$, Praktische Übungen I: Zimmerübungen, 5; Situationszeichnen: Planzeichnen, 4, Geodätischer Kurs, 4; Photogrammetrie, $1^1/_2$. — **Tinter**: Höhere Geodäsie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$; Theorie der Kartenprojektionen, $1^1/_2$. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, 5; Praktische Übungen, 4 bezw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Theorie der Wärme, 4. — **N. N.**: Theorie der elastischen Körper, 2. — **Harms**: Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2, Übungen, $^1/_2$—1 *g*. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Kurs technisch-chemischer Analysen, 2 halbe Tage; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), ganz- und halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Gürber), 4; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Analytische Chemie (Experimentalvorlesung), 3. — **Reitzenstein**: Isozyklische Verbindungen, 2. — **Pauly**: Biochemie II, 1. —

Prym: Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen, 4; Zahlentheorie, 2 *g*; Einführung in die analytische Geometrie der Ebene, 4 *g*. Über die Funktionen einer reellen Veränderlichen, 2 *g*. — **Rost**: Algebra, 4; Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4 *g*, Analytische Mechanik I, 4; Variationsrechnung, 2, Übungen aus der analytischen und synthetischen Geometrie, 2 *g*: Elemente der Determinantentheorie, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Elementarmathematik, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Theoretische Physik: Elektrooptik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, ½ Tag; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. —

Werner: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Chemie II, 2; Stereochemie, 1; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere (präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten), tägl.; Elektrochemische Übungen, 2 Nachmittage *g*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g*. Chemisches Halbpraktikum, halbtägig. — **Abeljanz**: Qualitative chemische Analyse, 2; Anleitung zu chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1; Anleitung zur Ausführung chemischer Experimente, 1; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, (3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Lehramtskandidaten, 2 Tage; Chemische Übungen für Kandidaten des Sekundarlehramts, 2; Übungen im Untersuchen von Lebensmitteln, 6 oder 12. — **Pfeiffer**: Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Naphthene, Terpene und Kampfer, 2; Heterozyklische Verbindungen, 1. —

Burkhardt: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4; Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Weiler**: Analytische Geometrie I, mit Übungen, 4, für Kandidaten des Sekundarlehramts, 2; Darstellende Geometrie I, mit Übungen, 4; Mathematische Geographie, 2. — **Gubler**: Algebraische Analysis, 2; Determinanten, 1; Sphärische Trigonometrie, 1. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. — **de Quervain**: Grundzüge der Meteorologie, mit Besprechung der jeweiligen Wetterlage, 1. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Meßmethoden der Elektrotechnik, 4; Wechselstromsysteme und Wechselstrommotoren, 2; Zylinderfunktionen und ihre Verwendung in der Physik, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 oder 16; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24; Experimentelle Untersuchungen in Wechselstrom und an Wechselstrommotoren, 4. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Graphische Methoden in der Wechselstromtechnik II, 2. — **Kunz**: Elektronentheorie, 2. — **Wyßling**: Elektrische Zentralanlagen II, 2, Übungen und Konstruktionen, 3; Elektrische Kraftübertragung und Beleuchtung, 3, Repetitorium, 1. — **Tobler**: Elektrische Signalapparate für Eisenbahnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Schwachstromtechnik, 1; Militärtelegraphie und -Telephonie, 1. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau I: Steuerungen, Regulatoren, 4, Übungen mit Repetitorium, 2; Gasmotoren (Einleitung), 1; Dampfturbinen, 2; Maschinenkonstruieren und Entwerfen vollständiger Dampfkraftanlagen, 6, Übungen in der kalorischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums (mit Farny), ½ Tag. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen II, 2; Maschinenkonstruieren, 6, Demonstrationen in der elektrischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, ½ Tag. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen II, 4, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 12, über Fabrikanlagen, 4; Ausgewählte Kapitel über hydraulische Anlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, ½ Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie II: Metallverarbeitung, 2, Repetitorium, 1, IV: Spinnerei (Fortsetzung), Weberei, 2; Maschinenlehre I: Maschinenelemente, Hebezeuge, 4, Repetitorium und Übungen, 4; Müllerei, 2; Technologisches Praktikum, 4. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre II: Wärmetheorie und Dampfmaschinen, 4, Übungen, 3. — **Herzog**: Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2, Elastizitätslehre, 2. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Maschinenbau: Elemente, 5, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 10; Dampfkessel, 1. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium, 1; Maschinenlehre, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 4; Industrielle Einrichtungen und Bauten, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 2. — **Barbieri**: Photographie I, 2, Photographisches Praktikum, 2. — **Weilenmann**: Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Treadwell: Analytische Chemie I, 2; Gasanalyse mit Übungen, 1; Chemie, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16, 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Berl**: Theorie chemisch-technischer Prozesse, 2 *g*. — **Boßhard**: Gärungsgewerbe, 1. — **Constam**: Thermochemie, 2 *g*. — **Grandmougin**: Bleicherei, Färberei und Farbstoffe, 4, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Grete**: Düngungslehre und Düngerfabrikation, 2 *g*. — **Hartwich**: Pharmakognosie, 5; Lebensmittelanalyse mit Übungen, 2; Technische Mikroskopierübungen I: Fasern und Stärke, ½ Tag; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12, Mikroskopische Untersuchung pharmazeutischer Drogen, 2; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl.; Gerichtlich-chemisches Praktikum, 4 halbe Tage. — — **Kaufler**: Mehrkernige Verbindungen, 2; Physikochemische Rechenübungen, 1 *g*. — **Lorenz**: Allgemeine Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 15; Physikalische Chemie II, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger, ½ Tag; Physikalisch-chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Lunge**: Anorganische chemische Technologie, 4, Repetitorium, 1; Heizung, 2; Metallurgie, 2, Repetitorium, 1. Technisch-chemisches Praktikum, 16 u. 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Schulze**: Agrikulturchemie I: Pflanzenernährungslehre, 2; Landwirtschaftlich-chemische Technologie: Zucker- und Spiritusfabrikation, Chemie des Molkereiwesens, 2; Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium (mit Winterstein), 8; Agrikultur-chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Willstätter**: Anorganische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Anorganische Chemie, mit Repetitorium, 4; Chemie der Milch und Milchprodukte, 2; Kolloquium über organische Chemie, 1; Untersuchung landwirtschaftlich wichtiger Produkte, 1. —

W. Fiedler: Darstellende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Geometrie der Lage, 4. — **Beyel**: Rechenschieber mit Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2; Flächen 2. Grades, 2; Zentralprojektion und projektive Geometrie, 2. — **Dumas**: Graphisches Verfahren für die Vereinfachung der Berechnungen (Rechenschieber usw.), 2 *g*. — **Franel**: Differentialrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Theorie der Differentialgleichungen, 4, Repetitorium, 1. — **Geiser**: Analytische Geometrie, 4, Repetitorium, 1; Elemente der Ballistik, 1. — **Hirsch**: Differentialrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Variationsrechnung, 3; Mathematisches Seminar (mit Lacombe), 2. — **Hurwitz**: Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1; Elliptische Funktionen, 4. — **Keller**: Mathematik, 4; Repetitorium der darstellenden Geometrie: Axonometrie, Kollinkation, Hyperboloid, Kegel-, Rotations- und Schraubenflächen, 2. — **Kraft**: Mathematik und Mechanik im vorigen Jahrhundert (geschichtlich-kritisch), 2; Geometrisches Kalkül: Vektoranalysis, I, 2, II, 2. — **Lacombe**: Darstellende Geometrie, 2 und 4, Übungen, 4, Repetitorium, 1; Geometrie der Lage mit Übungen, 3. — **Rebstein**: Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 2; Repetitorium, 1; Kartenprojektionen, 1; Katastervermessung, 1. — **Rosenmund**: Vermessungskunde, 3, Repetitorium, 1; Erdmessung, 2; Geodätisches Praktikum, 2. — **Rudio**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 2. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. | 15. Oktober 1906. Redaktionsschluß für No. 21 am 17. Oktober 1906. | 7. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Sekundärstrahlen, die durch sehr weiche Röntgenstrahlen hervorgerufen werden.

Von W. Seitz.

Wenn man in die Glaswand einer Röntgenröhre, deren Dimensionen man am besten klein wählt, ein feines Aluminiumfenster einsetzt, so kann man noch mit relativ geringen Entladungsspannungen, selbst bis zu etwa 400 Volt herab, Röntgenstrahlen erzeugen, welche die Glaswand nicht mehr zu durchdringen vermögen, für die aber die Aluminiumfolie erheblich durchlässig ist.[1])

Diese weichen Röntgenstrahlen unterscheiden sich von den mit höheren Spannungen hervorgerufenen nur in quantitativer Beziehung, nicht in qualitativer, und es lassen sich an ihnen beinahe alle bekannten Eigenschaften der Röntgenstrahlen nachweisen. Nachdem ihre diffuse Zerstreuung in atmosphärischer Luft vom Verfasser schon früher beobachtet worden war, schien es von Interesse zu sein, zu untersuchen, ob sie beim Auftreffen auf feste Körper auch Sekundärstrahlen bilden, und welcher Art diese sind.

Zum Nachweis der *S*-Strahlen wurde folgende Anordnung (Fig. 1) gewählt:

Auf die Entstehungsröhre, deren kugelförmiger Teil einen Durchmesser von etwa 5 cm hatte, war bei *F* ein 0,0005 cm dickes, lochfreies Aluminiumfenster aufgekittet, durch das die Röntgenstrahlen, die von der Antikathode *A* ausgingen, in den gleichfalls evakuierten Beobachtungsraum *R* traten. Dieser bestand aus einer Messingdose mit aufgeschliffenem Deckel *D*. Es war dafür gesorgt, daß kein Licht in das Innere dringen konnte. Die divergent durch das Fenster gehenden

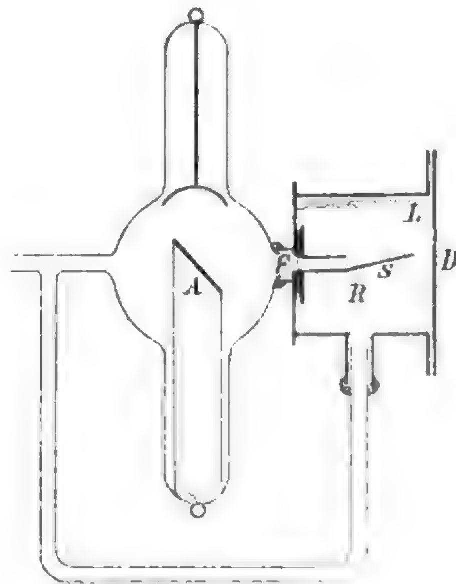


Fig. 1.

R-Strahlen wurden noch durch ein 1 cm langes Röhrchen abgeblendet, fielen dann auf ein schief geneigtes Platinblech *S* und erzeugten hier Sekundärstrahlen. Ein seitlich durch Klammern gehaltener Filmstreifen *L*, auf den sicherlich keine direkten *R*-Strahlen fallen konnten, diente dazu, die *S*-Strahlen bei verschiedenen Entladungsspannungen nachzuweisen, resp. ihr Durchdringungsvermögen gegenüber aufgelegter Aluminiumfolie qualitativ zu prüfen.

Als Stromquelle der Röntgenröhre diente wie bei früheren Versuchen unterhalb 3800 Volt ein Schuckertscher Hochspannungsdynamo, oberhalb 3800 Volt eine 20plattige Influenzmaschine. Die Spannungen wurden mit statischen Voltmetern gemessen.

Die photographische Wirksamkeit der *S*-Strahlen zwischen 1200 und 3000 Volt ist ziemlich gering, so daß eine Expositionsdauer von etwa $^1/_2$ bis 1 Stunde nötig war, um eine kräftige

1) W. Seitz, diese Zeitschr. **6**, 756–758, 1905; A. Wehnelt und W. Trenkle, Sitzungsber. der physikal.-medizin. Sozietät Erlangen **37**, 312, 1905.

Schwärzung des Films zu erzielen, obwohl dieser nur 0,8 cm vom Reflektor *S* entfernt war. Schon durch die dünnste Aluminiumfolie, von kaum 0,0001 cm Dicke, werden sie erheblich absorbiert. Ihr Durchdringungsvermögen steht also in der Mitte zwischen dem der *R*-Strahlen, durch die sie ausgelöst werden, und dem der Kathodenstrahlen, welche diese *R*-Strahlen erzeugt haben.

Nachdem so nachgewiesen war, daß auch durch solch weiche *R*-Strahlen Sekundärstrahlen hervorgerufen werden, sollten diese etwas näher analysiert werden. Nimmt man an, sie beständen aus Elektronen, deren Geschwindigkeit kleiner oder wenigstens nicht größer ist als die der primären Kathodenstrahlen in der Röntgenröhre, so müßte die Ausstrahlung verhindert werden, wenn man den Reflektor *S* dem Filmstreifen und der ganzen Metalldose gegenüber auf ein ebenso hohes positives Potential lädt, als die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Antikathode beträgt; denn es müßten die auf *S* ausgelösten Teilchen wieder zurückgezogen werden. Zu diesem Zweck wurde *S* von den übrigen Metallteilen isoliert und, während diese zur Erde abgeleitet waren, auf die genannte positive Ladung gebracht. Eine Entladung konnte in dem Raum *R* nicht stattfinden, da hier durch eine zweite Quecksilberpumpe ein sehr hohes Vakuum geschaffen war. Es wurde aber auf diese Weise die Schwärzung des Films nicht erheblich verringert. Demnach müßten die *S*-Strahlen entweder aus Elektronen bestehen, welche größtenteils schneller als die primären Kathodenstrahlen sind, oder der photographisch wirksamste Teil der *S*-Strahlen sind wiederum Röntgenstrahlen. Zur weiteren Klärung dieser Frage wurde auch ihre magnetische Ablenkbarkeit geprüft.

Fig. 2 stellt in natürlicher Größe die Versuchsanordnung dar.

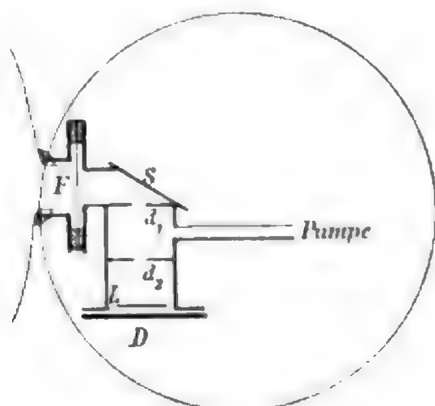


Fig. 2.

Eine Röntgenröhre von ähnlicher Größe, wie die vorhin genannte (hier in der Zeichnung größtenteils weggelassen) ist bei *F* durch ein dünnes lochfreies Aluminiumfenster verschlossen. Die hier austretenden *R*-Strahlen erzeugen auf dem schief dagegen geneigten Platinblech *S* Sekundärstrahlen. Zwei lochförmige Diaphragmen d_1 und d_2, von je $^1/_2$ mm Durchmesser, blenden aus den *S*-Strahlen, die von dem ganzen Platinblech nach allen Seiten ausgehen, ein feines Bündel aus, das auf dem Filmblättchen *L* einen deutlichen Fleck erzeugt. Doch ist wegen der geringen Intensität der *S*-Strahlen eine Expositionszeit von etwa 24 Stunden hierzu nötig. *D* ist ein lichtdicht aufgeschliffener, mit Fett gedichteter Deckel. Das ganze Metallröhrchen, in dem die *S*-Strahlen erzeugt werden und sich ausbreiten, wurde durch eine zweite Quecksilberpumpe möglichst gut evakuiert, um eine diffuse Zerstreuung der Strahlen durch das Gas zu vermeiden. Selbstverständlich war auch hier ängstlich Sorge getragen, daß kein Licht in das verschlossene Röhrchen von außen eindringen konnte.

Das Röhrchen befand sich in einem zur Ebene der *R*-Strahlen und des *S*-Strahlenbündels senkrechten, ziemlich homogenen Magnetfeld, zu deren Erzeugung entweder ein breiter permanenter Hufeisenmagnet oder zwei Stromspulen (die in der Zeichnung durch einen Kreis angedeutet sind) dienten. Es wurde 24 Stunden exponiert, dann das Feld kommutiert und wieder 24 Stunden exponiert. Die Entladungsspannung wurde konstant zwischen 2500 und 3000 Volt gehalten. Da bei den Versuchen sehr verschieden starke Felder angewendet wurden — solche von 9 Einheiten bis zu solchen von 265 Einheiten —, so wäre zu erwarten gewesen, daß wenigstens im einen oder anderen Fall, wenn auch kein scharf abgelenkter Fleck, so doch eine Verbreiterung sich ergeben hätte. Dabei hätte die Geschwindigkeit der Elektronen gleich der von Kathodenstrahlen sein können, deren Entladungsspannung zwischen 10 und 10000 Volt gelegen wäre. Es zeigte sich aber nur ein deutlicher kreisförmiger, unabgelenkter Fleck, ohne irgendwelche unsymmetrische Verbreiterung und Verzerrung. Zum mindesten muß also ein großer Teil dieser *S*-Strahlen wieder aus Röntgenstrahlen bestehen, die aber noch weicher als alle bisher beobachteten sind, da sie schon durch die dünnste Aluminiumfolie kräftig absorbiert werden. Daß sie diese aber doch teilweise durchdrungen haben, das war ein Beweis dafür, daß der unabgelenkte Fleck tatsächlich von sehr weichen *R*-Strahlen und nicht etwa von Lichtstrahlen, die irgendwo durch Fluoreszenz entstanden wären, herrührte. Aus dem Fehlen eines abgelenkten Bildes darf man aber noch nicht schließen, die *S*-Strahlen beständen allein aus *R*-Strahlen. Viel wahrscheinlicher ist es, daß der ablenkbare Teil der

S-Strahlen aus Elektronen sehr verschiedener Geschwindigkeit zusammengesetzt ist, und deshalb infolge der starken Dispersion im Magnetfeld nicht mehr imstande ist, ein nachweisbares Bild auf dem Filmblättchen hervorzurufen.

Der Nachweis, daß die *S*-Strahlen wirklich teilweise aus Elektronen bestehen, wurde im folgenden erbracht.

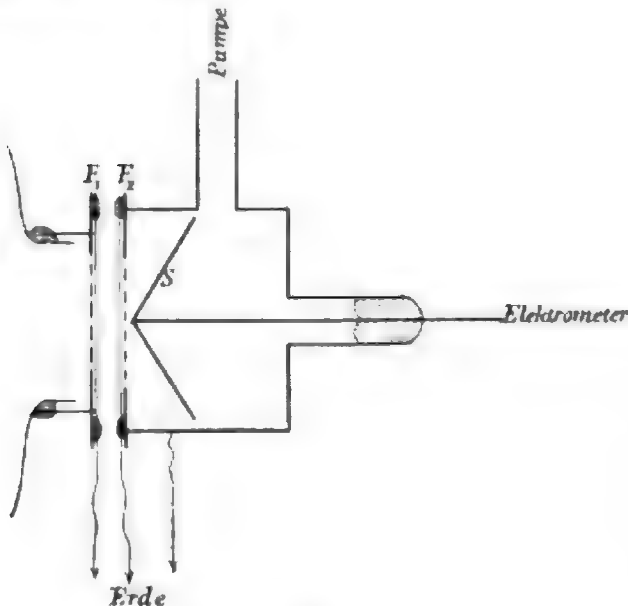


Fig. 3.

Um ein stärkeres *R*-Strahlenbündel zu erhalten, wurde auf die Entladungsröhre ein Aluminiumfenster von etwa 1 qcm Größe gekittet. Netzartige Messingrippen verhinderten das Eindrücken der Folie durch den äußeren Luftdruck. (Vgl. Seitz, diese Zeitschr. **6**, 756—758, 1905.)

Dem Fenster F_1 gegenüber, in einem Abstand von etwa 1 mm, befand sich eine Messingdose, welche durch ein ebensolches Fenster F_2 verschlossen war. Die Dose wurde auf das höchste erreichbare Vakuum ausgepumpt.

Das dachförmige Platinblech *S* war aufs beste durch Schellack isoliert und mit einem Dolezalekschen Quadrantenelektrometer verbunden, das mit einem Harmsschen[1]) Kondensator in der bekannten Weise auf Elektrizitätsmengen geeicht wurde. Die Isolation des ganzen Systems war sehr gut. Einem Ausschlag von 1 mm am Elektrometer entsprachen $1{,}666 \cdot 10^{-3}$ abs. el.-stat. Einheiten. Sowie nun die Entladung durch die Kathodenröhre ging, und *R*-Strahlen auf die Platte *S* fielen, nahm das Elektrometer eine positive Ladung an, und dieser Effekt blieb aus, wenn zwischen die beiden Fenster Stanniol, das die weichen *R*-Strahlen vollständig absorbiert, gebracht wurde, und wurde schwächer, wenn statt dessen teilweise durchlässige Aluminiumfolie eingeschoben wurde. Damit ist bewiesen, daß auch die von weichen *R*-Strahlen ausgelösten *S*-Strahlen teilweise aus fortgeschleuderten Elektronen bestehen.

1) F. Harms, diese Zeitschr. **5**, 47—50, 1904.

Das Verhältnis der Energie der *R*-Strahlen zur Energie der sie erzeugenden Kathodenstrahlen ist für harte Strahlen von Hrn. W. Wien[1]) bestimmt worden. Kürzlich sind diese Messungen von Frl. Carter[2]) weiter ausgedehnt worden, und die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von der Spannung zwischen 19000 Volt und 70000 Volt bestimmt worden. Da die Menge der *S*-Strahlen, gemessen durch ihre Ladung, proportional der Energie der *R*-Strahlen, durch die sie ausgelöst werden, ist, so kann an die Stelle der immerhin schwierigen Energiebestimmung der *R*-Strahlen die einfachere elektrometrische der *S*-Strahlen treten. Tabelle II und Kurve II der letztgenannten Arbeit stellen das Ergebnis einer solchen Messung dar.

Diese Untersuchungen habe ich nun auch bei weichen *R*-Strahlen und zwar zwischen 1738 Volt und 3700 Volt ausgeführt. Damit die Absorption verringert werde, wurde das zweite Aluminiumfenster weggelassen, und die Messingdose, welche den Reflektor *S* enthält, direkt auf das erste Fenster aufgekittet. Die Platinantikathode der Entladungsröhre bildete den Boden eines zylinderförmigen Messingkalorimeters, das mit Wasser gefüllt war, und das mit Siegellack in die Entladungsröhre eingedichtet war. Durch eine Heizspirale wurde es auf absolutes Maß geeicht. Wenn bei den Versuchen die Kathodenstrahlen eine Minute lang auf die Antikathode fielen, so war die Erwärmung des Kalorimeters für die Messung am geeignetsten. Gleichzeitig wurde die Entladungsspannung und der Ausschlag des Elektrometers, der von der Emission der *S*-Strahlen innerhalb 15 Sek. herrührt, beobachtet. Die daraus im absoluten Maße berechnete Elektrizitätsmenge, welche pro Zeiteinheit erzeugt wird, wurde entsprechend den geometrischen Verhältnissen auf eine Kugeloberfläche umgerechnet, deren Mittelpunkt die Antikathode und deren Radius der Abstand zwischen Antikathode und Reflektor ist. Es ergab sich hieraus der Faktor 191. Außerdem wurde noch die Absorption in *R*-Strahlen, soweit dies möglich ist, in Rechnung gezogen. Durch frühere Untersuchungen[3]) hatte sich das Durchdringungsvermögen der weichen *R*-Strahlen als nahezu unabhängig von der Spannung ergeben. Das Aluminiumfenster hatte eine Dicke von 0,00126 cm und absorbiert daher etwa 70 Proz.

1) W. Wien, Ann. d. Physik **16**, 991, 1905.
2) E. Carter, „Über das Verhältnis der Energie der Röntgenstrahlen zur Energie der erzeugenden Kathodenstrahlen." Dissertation. Würzburg, Stürtz. 1906.
3) l. c.

Die folgende Tabelle I und die Kurve geben das Verhältnis $\frac{e_s}{E_K}$ der *S*-Strahlenmenge, die auf die besprochene Weise korrigiert ist, zur Energie der primären Kathodenstrahlen in seiner Abhängigkeit von der Spannung.

Tabelle I

Spannung in Volt	$\frac{e_s}{E_K}$
1738	4,50
2098	7,05
2635	11,31
2860	11,63
3130	13,31
3310	13,54
3700	17,16

Tabelle II

Spannung in Volt	$\frac{E_K}{e_s}$
20000	2,0
30000	4,1
40000	6,1
50000	8,2
60000	10,5

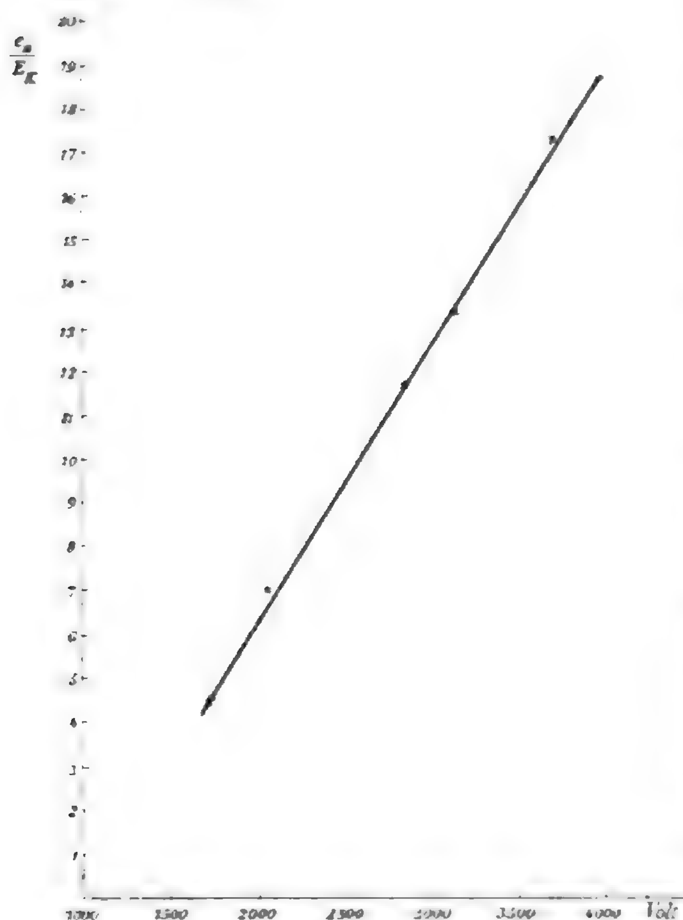


Fig. 4.

Den Energiemessungen unterhalb 2500 Volt haftet insofern eine gewisse Ungenauigkeit an, als bei solch niederen Spannungen das negative Glimmlicht bereits erscheint, und es daher unsicher ist, ob die Erwärmung des Kalorimeters allein von den direkten Kathodenstrahlen herrührt oder ob auch das erhitzte Gas dabei mitwirkt. Auf jeden Fall dürfte der Fehler nicht allzu groß sein.

Entsprechend den Versuchen von Fräulein Carter ist auch hier das Verhältnis $\frac{e_s}{E_K}$ mit einiger Annäherung eine lineare Funktion der Spannung. Will man den Absolutwert mit dem von Frl. Carter gefundenen vergleichen, so muß man auch die dortigen Zahlen auf eine Kugeloberfläche ergänzen. Da die Größe des Reflektorbleches 20 cm², und der Abstand von der Antikathode 22 cm beträgt, so ist der Faktor, mit dem multipliziert werden muß, gleich 304. Tabelle II enthält einige abgerundete Werte, welche auf diese Weise aus der von Frl. Carter angegebenen Kurve berechnet sind. Die Absorption in der Glaswand ist zwar bei der Kurve bereits in Rechnung gezogen, es war aber das Durchdringungsvermögen nur für Strahlen gemessen worden, welche bereits durch die erste Glaswand filtriert waren, so daß es für die ursprünglich von der Antikathode kommenden Strahlen auch nicht annähernde Gültigkeit besitzt. Es ist daher selbstverständlich, daß die von mir gefundene Kurve keine Fortsetzung der Carterschen bildet, und daß die Werte von $\frac{e_s}{E_K}$ dort viel kleiner sind. Aus dem großen Unterschied im Verlauf der beiden Kurven ist mit Sicherheit zu schließen, daß von der Antikathode einer *R*-Röhre bei höheren Spannungen Strahlen von sehr verschiedener Härte ausgehen, von den weichsten an, die schon durch dünnstes Aluminium merklich absorbiert werden, bis zu den härtesten, und daß nur ein kleiner Bruchteil der Gesamtstrahlung die Glaswand zu durchdringen vermag. Es steht dies auch in Übereinstimmung mit der Vorstellung von ihrer Entstehung. Nur wenige Elektronen werden beim ersten Auftreffen auf Moleküle der Antikathode sogleich absorbiert werden und dadurch den Anlaß zu den härtesten Strahlen geben, die meisten werden erst allmählich, nachdem sie auf ihren Zick-Zackbahnen im Metall ihre ursprüngliche Geschwindigkeit mehr oder minder reduziert haben, zur Ruhe kommen, und dabei einen oder, entsprechend den verschiedenen Zusammenstößen, mehrere längere Ätherimpulse aussenden. Zur weiteren Klärung dieser Frage sollen noch besondere Untersuchungen angestellt werden.

Würzburg, September 1906. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

Über einige radioaktive Eigenschaften des Uraniums.

Von M. Levin.

Auf Grund theoretischer Überlegungen ist von Rutherford[1]) die Vermutung ausgesprochen, daß Uranium und Radium in genetischem Zu-

1) cf. Rutherford, Radioactivity 1905, 459 ff.

sammenhang stehen. Diese Hypothese ist durch Versuche von Boltwood, Strutt und Soddy[1]) experimentell gestützt. Der erstere hat eine große Zahl von Uraniummineralien analysiert und gefunden, daß in allen verschiedenartigen Proben das Verhältnis von Uranium und Radium immer das gleiche war. Eine derartige Beziehung ist zu erwarten, wenn Radium ein Desintegrationsprodukt des Uraniums ist, ist aber auf Grund einer anderen Annahme schwer zu erklären. Folgt man der Annahme, daß die α-Partikeln Heliumatome vom Atomgewicht 4 sind, so wäre zu erwarten, da das Atomgewicht des Uraniums 238 und das des Radiums 225 beträgt, daß zwei α-Strahlenprodukte zwischen Uranium und Radium beständen. Hierbei ist vorausgesetzt, daß Uranium selbst unter Aussendung einer α-Partikel zerfällt. Auf Anregung von Prof. Rutherford habe ich einige Versuche angestellt, um zu sehen, ob ein anderer aktiver Bestandteil aus Uranium gewonnen werden könnte. Soweit die Versuche bisher durchgeführt werden konnten, haben sie ein negatives Resultat gehabt; es mag jedoch für weitere Untersuchungen von Wert sein, die Methoden, die bisher angewandt sind, und einige Beobachtungen mitzuteilen, die im Verlauf der Arbeiten gemacht wurden.

Es ist bekannt, das Aktinium und wahrscheinlich auch Thorium selbst inaktiv sind, dagegen ist kein Anzeichen bisher dafür gefunden, daß Uranium zeitweise von seiner α-Strahlenaktivität befreit werden kann. Es ist ferner kein bündiger Beweis für die Existenz neuer Produkte im Uranium erbracht, obwohl die Resultate einiger früherer Versuche auf das Vorhandensein solcher Produkte hindeuten. Von diesen Versuchen wird weiter unten gesprochen werden.

Es mag hier erwähnt werden, daß die Beobachtungen, die während der Ausführung dieser Arbeit an einem Uraniumpräparat gemacht wurden, sich höchstens über 6 Monate erstreckten, so daß sehr langsame Umwandlungen nicht aufgefunden werden konnten, denn es ist schwierig, in einem stark radioaktiven Laboratorium kleine Aktivitätsänderungen mit Sicherheit festzustellen.

Chemische Reaktionen.

Die folgenden chemischen Reaktionen wurden angestellt, um zu prüfen, ob sie zur Abtrennung eines radioaktiven Bestandteils aus dem Uranium führten. Aus einer angesäuerten Lösung von Uraniumnitrat wurden Silber, Kupfer, Blei und Wismut mit Schwefelwasserstoff, und Silber als Chlorid gefällt. Die Niederschläge besaßen weder α-Strahlen- noch β-Strahlenaktivität und wurden auch während mehrerer Monate nicht aktiv.

1) Rutherford, Radioactivity.

Becquerel[1]) hat gezeigt, daß ein Niederschlag von Baryumsulfat aus einer Uraniumlösung Uranium X mitreißt. Es wurde gefunden, daß Calciumsulfat gleichfalls die Fähigkeit besitzt, Uranium X niederzuschlagen, während Baryumoxalat und Calciumoxalat, gefällt in einer ammoniakalischen Lösung von Uraniumhydroxyd, inaktiv sind.

Schlundt und Moore[2]) haben den aktiven Niederschlag des Thoriums vom Thorium mit Fumarsäure getrennt. Eine alkoholische Lösung von Fumarsäure wurde zu einer Uraniumlösung hinzugegeben; es entstand kein sichtbarer Niederschlag und das Filter zeigte keine Aktivität.

Da organische Basen sich für die Trennung seltener Erden als nützlich erwiesen haben, erschien es möglich, daß Versuche in dieser Richtung zur Abtrennung eines aktiven Produktes führen könnten. Es wurde gefunden, daß Anilin und Toluidin das Uranium fast vollständig mit einer Fällung niederschlagen, während Uranium durch Chinolin nicht gefällt wird. Die Filtrate der Fällungen mit Anilin und Toluidin wurden verdampft und auf ihre Aktivität geprüft. Sie erwiesen sich als fast inaktiv und ihre Aktivität änderte sich während zweier Monate nicht.

Das Uranium wurde ferner als Hydroxyd, Carbonat und Phosphat gefällt. Die Aktivität der Filtrate war sehr gering und änderte sich mit der Zeit nicht.

Elektrolytische Versuche.

Seitdem v. Lerch[3]) zuerst gezeigt hat, daß radioaktive Elemente durch Elektrolyse abgeschieden werden können, hat sich diese Methode als ein sehr wertvolles Hilfsmittel für die radioaktive Analyse erwiesen. Verglichen mit chemischen Reaktionen, bietet die Elektrolyse den Vorteil, daß sie sehr schnelle Umwandlungen zu entdecken erlaubt, die leicht übersehen werden könnten, da die Herrichtung auf chemischem Wege gewonnener Präparate für die radioaktive Untersuchung gewöhnlich erhebliche Zeit in Anspruch nimmt. Die bisher bekannten radioaktiven Elemente zeigen so große Unterschiede in ihrer elektrolytischen Lösungstension, daß es für möglich gehalten wurde, die angenommenen Bestandteile des Uraniums auf diesem Wege aufzufinden.

Elektrolysen wurden in saurer Uraniumlösung mit Elektroden aus verschiedenem Material ausgeführt. Die angewandte Badspannung reichte in allen Fällen aus, um eine lebhafte Wasserzersetzung herbeizuführen. In keinem Falle zeigten die Elektroden eine so starke Aktivität, wie zu erwarten gewesen wäre,

1) C. R. 131, 137, 1900.
2) Journ. Phys. Chem. Nov. 1905.
3) Ann. d. Phys. 12, 745, 1903.

wenn ein Bestandteil von viel größerer Umwandlungsgeschwindigkeit als der des Uraniums und entsprechend stärkerer Aktivität abgeschieden wäre.

Die Elektroden, die zur Verwendung kamen, bestanden aus Platin, Silber, Kupfer, Blei, Nickel, Wismut und Zink. In allen Fällen wurden beide Elektroden durch die Elektrolyse mehr oder weniger aktiv, die Anode in geringerem Maße als die Kathode. Die Oberfläche der Elektroden war in der Regel mit einer Schicht von schwarzem Uranium oder Uraniumoxyd bedeckt. Das Uranium X wurde mit dem Uranium abgeschieden und zwar angenähert im Gleichgewichtsbetrage. Die β-Aktivität der Anoden war so gering, daß eine Änderung nicht mit Sicherheit festzustellen war. Platten von Zink, Kupfer, Blei, Eisen und amalgamiertem Zink überziehen sich beim Stehen in einer sauren Lösung von Uraniumnitrat mit einer schwarzen Schicht von Uranium, zeigen aber nach dem Herausnehmen keine Änderung ihrer Aktivität mit der Zeit.

Eine ähnliche Reihe von Versuchen wurde dann mit einer alkalischen Lösung von Uranium angestellt, die erhalten wird, wenn man Uraniumhydroxyd in Ammoniumcarbonat oder besser Ammoniumoxalat auflöst. Aus Lösungen dieser Art konnte kein Niederschlag auf den Elektroden beobachtet werden.

Andererseits wurde gefunden, daß Radium aus alkalischer Lösung durch Elektrolyse leicht abgeschieden werden kann. Radium konnte auf Platin-, Silber-, Kupfer- und Zink-Elektroden erhalten werden. Das Radium findet sich auf beiden Elektroden, aber in viel größerem Betrage auf der Kathode. Obwohl das Radium aus der Lösung nicht völlig abgeschieden werden zu können scheint, so mag es doch zweckmäßig sein, eine Mischung von Uranium und Radium in der beschriebenen Weise zur Abscheidung des Radiums zu behandeln, weil man es in leicht löslicher Form erhält.[1])

Erhitzungsversuche.

Die Erhitzung von Uraniumoxyd mit dem Gebläse bringt keine Änderung seiner Aktivität hervor. Um den Einfluß hoherer Temperaturen zu untersuchen, wurde Uraniumoxyd in ein Loch gebracht, das in die Spitze der Anode eines vertikalen Lichtbogens gebohrt war. Über die Kathode wurde eine durchbohrte Messingplatte geschoben, die in verschiedenen Abständen von dem Bogen befestigt werden konnte, und durch feuchtes Filterpapier kuhl gehalten wurde. Wenn der Lichtbogen in Betrieb gesetzt war, entwickelten sich dicke Wolken von Uraniumdampf, von dem sich ein Teil an der Messingplatte niederschlug. Die Aktivität der Messingplatte wurde geprüft, nachdem sich ein hinreichender Überzug von Uranium gebildet hatte. Die α-Strahlenaktivität blieb mit der Zeit konstant; die β-Strahlenaktivität nahm gewöhnlich zu, was anzeigt, daß das Uranium X nicht in einer Menge, die dem Gleichgewichtsbetrage des Uraniums entsprochen hätte, kondensiert war. Die Aktivität des zurückgebliebenen Uraniumoxyds änderte sich nicht. Ich habe bisher noch nicht versucht, ob metallisches Uranium, hergestellt durch Reduktion im Lichtbogen, sich in radioaktivem Gleichgewicht befindet. Mit dieser Methode würde man in zuverlässiger Weise zeigen können, ob die Aktivität des Uraniums unter dem Einfluß hoher Temperaturen sich ändert.

Adsorptionsversuche.

Becquerel[1]) hat mitgeteilt, daß er durch Kochen einer Uraniumnitratlösung mit Lampenruß ein radioaktives Produkt erhalten hat, das mehrere Tausend mal so stark war als Uranium. Die Aktivität dieses Produktes stieg innerhalb 8 Tagen auf den zweifachen Betrag an. Da die β-Strahlen des Uraniums homogen sind, und es deshalb wahrscheinlich ist, daß nur ein β-Strahlenprodukt im Uranium existiert, so ist anzunehmen, daß Becquerels Messungen sich auf α-Strahlenaktivität beziehen. Dieser Versuch von Becquerel wurde genau in der von ihm beschriebenen Weise mit gewöhnlichem Ruß wiederholt. Eine Lösung von 50 Gramm Uraniumnitrat wurde mit 2 Gramm gereinigtem Ruß versetzt und eine Stunde lang gekocht. Der Ruß wurde abfiltriert und sorgfältig gewaschen, worauf er mit Hilfe eines Gebläses verascht wurde. In einigen späteren Versuchen wurde, um eine schnellere Veraschung herbeizuführen, etwas Ammoniumnitrat hinzugefügt. Die Aktivität des Präparats, die mit Hilfe eines α-Strahlenelektroskops geprüft wurde, war sehr schwach und fiel mit der Periode von Uranium X ab. Die verhältnismäßig starke β-Strahlenaktivität fiel in ähnlicher Weise ab. Es wurde somit das Resultat, das Becquerel erhalten hat, nicht beobachtet, es wurde jedoch gefunden, daß Uranium X durch den Prozeß des Kochens mit Ruß abgetrennt war.

Es ist bekannt, daß Tierkohle in hohem Maße die Fähigkeit besitzt, andere Substanzen zu absorbieren. Es wurde daher für möglich gehalten, bei Verwendung von Tierkohle das von Becquerel beobachtete Resultat zu erhalten. Das qualitative Ergebnis dieser Versuche war jedoch ganz das gleiche wie bei den Versuchen mit gewöhnlichem Ruß, jedoch war

1) Über Abscheidung des Radiums als Amalgam vgl. Coehn, Ber. chem. Ges. 37, 811, 1904.

1) Comptes rendus, September 1905.

der Betrag von Uranium X, das bei der Tierkohle verblieb, erheblich größer. In mehreren Versuchen wurden bis zu 90 Proz. des vorhandenen Uranium X mit Hilfe der Tierkohle vom Uranium abgetrennt.

Bei den früher angewandten Methoden der Trennung des Uranium X von Uranium, erhält man das Uranium X nur gemischt mit einer großen Menge anderer Stoffe. Die Ätherextraktion, die zuerst von Crookes[1]) gebraucht wurde, und die Methode der fraktionierten Kristallisation, die von Godlewski[2]) angegeben ist, liefern Uranium X zusammen mit Uraniumnitrat, während durch die von Becquerel[3]) angewandte Methode der Fällung mit Baryumsulfat das Uranium X in einer Mischung mit Baryumsulfat erhalten wird. Durch Zusatz von Ruß zu einer kochenden Lösung von Uraniumnitrat und Veraschung des Rußes erhält man jedoch Uranium X fast im Zustande der Reinheit, und selbst bei Verwendung von Tierkohle ist der Betrag der Verunreinigungen vergleichsweise sehr gering; das Uranium X kann nach dieser Methode ferner in sehr dünner Schicht erhalten werden, so daß nicht nur seine chemischen, sondern auch seine physikalischen Eigenschaften sich genauer werden untersuchen lassen.

Die Fällung des Uranium X mit Tierkohle kann nicht durch die Wirkung der in der Tierkohle vorhandenen Phosphate bedingt sein, da, wie oben gezeigt ist, Natriumphosphat Uranium X nicht fällt. Die Fällung des Uranium X ist wahrscheinlich auch nicht einer anderen chemischen Reaktion zuzuschreiben, da der gleiche Effekt mit Ruß erzielt wird. Diese Vermutung wurde noch auf direktem Wege bestätigt, indem die Tierkohle zunächst verascht und die Uraniumnitratlösung mit den Rückständen gekocht wurde. Es fand sich, daß auf diese Weise eine Trennung des Uranium X nicht erreicht werden konnte. Es ist so sehr wahrscheinlich, daß die Fällung des Uranium X mit Tierkohle oder Ruß eine Adsorptionserscheinung ist.

Es mag bemerkt werden, daß untersucht wurde, ob Radium dieselbe Eigenschaft zeigt wie Uranium X. Es fand sich jedoch, daß das Radium beim Kochen einer mit Radiumbromid versetzten Uraniumlösung bei dem Uranium verblieb.

Versuche mit fraktionierter Kristallisation.

Godlewski[2]) hat gezeigt, daß Uranium von Uranium X durch fraktionierte Kristallisation befreit werden kann. Es wurde versucht, ob ein anderes Produkt des Uraniums auf dieselbe Weise abgetrennt werden kann.

Meyer und Schweidler[1]) hatten gefunden, daß Uraniumnitrat unmittelbar nach seiner Kristallisation Unregelmäßigkeiten der Aktivität zeigte. Die β-Strahlenaktivität eines frisch kristallisierten Präparates von Uraniumnitrat nimmt während des Verlaufs von etwa einer Woche ab, ohne später einen entsprechenden Anstieg zu zeigen, wie er zu erwarten wäre, wenn die Änderung der Aktivität der Abtrennung eines aktiven Bestandteils zuzuschreiben wäre. Godlewski hat in sehr interessanter Weise gezeigt, daß die Abnahme der Aktivität aus einer Diffusion des Uranium X zu erklären ist. Das Uranium X ist sehr leicht löslich in Wasser, und sammelt sich, da die Kristallisation gewöhnlich am Boden beginnt, in der letzten Flüssigkeit auf der Oberfläche des Kristallkuchens an. Die Abnahme der Aktivität rührt von der Diffusion des Uranium X zu den unteren Kristallagen und der entsprechend größeren Absorption her, die die von ihm ausgesandten β-Strahlen erfahren.

Godlewski hat gefunden, daß, wenn das Uranium X durch Abgießen der Mutterlauge abgetrennt ist, die Aktivität der zurückbleibenden Kristalle anfänglich sehr schnell sinkt und dann nach Passieren eines Minimums mit der Periode von Uranium X ansteigt.

Bei meinen Versuchen wurde die Flüssigkeit, die noch vorhanden war, ehe das Uraniumnitrat völlig kristallisiert war, drei- oder viermal nacheinander abgegossen und in einer Glasschale gesammelt. Die α-Strahlen- und β-Strahlenaktivität dieser Präparate nahmen mit der Periode von Uranium X ab, woraus hervorgeht, daß kein neues Produkt abgetrennt war.

Die Aktivität der zurückgebliebenen Kristalle zeigte jedoch ein unerwartetes Verhalten. Die anfänglichen Unregelmäßigkeiten, herrührend von der Diffusion des Uranium X, wurden in allen Fällen beobachtet, doch von 4 Präparaten hat nur eines den Anstieg, der wegen der Neubildung des Uranium X zu erwarten ist, gezeigt. In den drei anderen Fällen nahm die Aktivität nach dem anfänglichen schnellen Abfall oder Anstieg, was von den Bedingungen des Kristallisierens abhängt, stetig ab. Die Aktivität eines Präparats hat 3 Monate lang anscheinend bis zu einem Minimum abgenommen, wobei die α- und β-Strahlenaktivitäten um 25 Proz. bezw. 35 Proz. abgenommen haben. Der Radioaktivitätsverlust des ganzen Systems beträgt 37 Proz. bezw. 60 Proz. für α- und β-Strahlenaktivität. Es erscheint jedoch nicht als wahrscheinlich, daß dieser Effekt von einer radioaktiven Umwandlung herrührt. Möglicher-

1) Proc. Royal Soc. 66, 409, 1900.
2) Phil. Mag. Sept. 1905.
3) L. c.

1) Wien. Ber., Juli 1904.

weise ist die Abnahme der Aktivität durch Aufnahme von Wasserdampf aus der Atmosphäre und dadurch bedingte größere Absorption der Strahlung zu erklären, doch ist dieses noch nicht mit Sicherheit erwiesen. Da die Änderung der Aktivität sehr langsam vor sich geht, ist eine lange Zeit erforderlich, um diese Fragen definitiv zu beantworten.

Die vorliegende Arbeit wurde in dem Mc Donald Physics Building der McGill University in Montreal ausgeführt. Ich möchte Herrn Prof. Rutherford für seine Anregung und Unterstützung herzlichst danken.

Göttingen, 7. September 1906.

(Eingegangen 7. September 1906.)

Notiz über den Einfluß des Waldes auf die Elektrizitätszerstreuung in der Luft.

Von Karl Bergwitz.

Im Juli d. J. hatte ich Gelegenheit, mittels des Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparates[1]) in der Nähe von Clausthal im Harz vergleichende Beobachtungen der Elektrizitätszerstreuung am Rande und im Innern eines Fichtenwaldes (etwa 300 m vom Saume entfernt) vorzunehmen.

Der Waldrand bildete die obere Begrenzung einer weit ausgedehnten, gegen ihn ansteigenden Wiesenfläche; es mußte daher erwartet werden, daß wegen der Wirkung des Erdfeldes auf die Ionen der Luft der Zerstreuungskoeffizient für negative Ladungen (a_-) dort größer als der für positive (a_+) ausfiel, der Quotient $\frac{a_-}{a_+} = q$ infolgedessen die Einheit überstieg.

Es war nun von Interesse zu untersuchen, ob dieses Verhalten auch innerhalb des Waldes bestehen bliebe, oder ob durch Adsorption von Ionen an den Zweigen und Nadeln der Bäume ein Ausgleich herbeigeführt würde.

Um hierüber entscheiden zu können, erlaube ich mir, die hierunter angegebenen Ergebnisse einiger Messungsreihen mitzuteilen:

	an exponierter Stelle	im Walde	
9. Juli	a_+ 1,04	a_+ 0,73	Der Wind wehte stark aus Ost und blies in den Wald hinein.
	a_- 1,82	a_- 0,71	
	q 1,75	q 0,97	
11. Juli	a_+ 0,85	a_+ 0,54	
	a_- 1,02	a_- 0,54	
	q 1,20	q 1,00	
22. Juli	a_+ 1,25 *		
	a_- 1,04		
	q 0,83	a_+ 0,40	
	a_+ 0,57	a_- 0,43	
	a_- 0,67	q 1,07	
	q 1,17		

	an exponierter Stelle	im Walde	
23. Juli	a_+ 1,60	a_- 1,41	Es herrschte fast Windstille.
	a_- 1,60	a_- 1,43	
	q 1,00	q 1,00	
24. Juli	a_+ 1,17	a_+ 1,25	
	a_- 1,24	a_- 1,25	
	q 1,06	q 1,00	
26. Juli	a_+ 1,03	a_+ 1,36	Schwacher Wind, der allmählich einschlief.
	a_- 1,41	a_- 1,36	
	q 1,37	q 1,00	
	a_+ 0,80	a_+ 1,06	
	a_- 1,09	a_- 1,04	
	q 1,36	q 0,98	

Im Mittel ist also:

an exponierter Stelle	im Walde
a_+ 1,03	a_+ 0,85
a_- 1,23	a_- 0,86
q 1,19	q 1,01

Wenn man die einzelnen Werte miteinander vergleicht, so erkennt man:

1. daß $q = \frac{a_-}{a_+}$ innerhalb des Waldes den Wert 1 erreicht, ein Unterschied in der Zerstreuung der negativen und positiven Ladungen also dort nicht mehr besteht, während, wie zu erwarten war, am Rande des Waldes negative Ladungen stärker als positive zerstreut werden.

(*Die stärkere Zerstreuung positiver Ladungen am 22. Juli ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß an diesem Tage während der Beobachtungszeit auf der erwähnten Wiese das dürre Heu unter merklicher Staubentwicklung umgewendet wurde.)

2. daß die Beträge der Zerstreuungskoeffizienten unabhängig vom Vorzeichen der Ladung innerhalb des Waldes kleiner sind als am Saume, wenn der Wind gegen den Wald gerichtet ist. Die Werte liegen zum Teil abnorm tief. Es erklärt sich dies wohl daraus, daß sie Luft beim Hindurchströmen durch den Wald nicht nur den Überschuß positiver Ionen abgab, sondern daß beide Ionenarten außerdem eine Verminderung ihrer Anzahl erfuhren.

Bei windstillem Wetter kehrt sich die Erscheinung, wenigstens für a_+, um; die Luft des Waldes zeigte jetzt (wohl durch Ansammlung radioaktiver Bodenemanation) eher eine etwas größere Zerstreuung als die der freien Wiese.

Braunschweig, 4. September 1906.

(Eingegangen 5. September 1906.)

1) Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity IV, S. 213, 1899.

Über die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen.

Von Rudolf Ladenburg.

Es ist eine bekannte Tatsache[1]), daß Ruß in dünnen Schichten ein selektives Absorptionsvermögen besitzt, d. h. daß er für längere Wellen in höherem Grade durchlässig ist als für kürzere. Man sieht deshalb den Kohlenstoff im Ruß als so fein verteilt an, daß Ruß optisch wie ein „trübes Medium"[2]) wirkt. Ebenso fein verteilte Kohlenstoffteilchen treten uns glühend in den leuchtenden Flammen entgegen, und wenn man ihnen hier dieselben selektiven Eigenschaften zuschreibt wie im Ruß, so muß die aus der Lage des Emissionsmaximums nach dem Wienschen Verschiebungsgesetze bestimmte Temperatur zu hoch ausfallen. Unter der Annahme nun, daß die emittierenden Kohlenstoffteilchen Strahlungseigenschaften besitzen, die zwischen denen des Platins und denen des schwarzen Körpers liegen, berechneten Lummer und Pringsheim[3]) für die Temperatur einer Kerze aus dem Emissionsmaximum bei 1,5 μ die Grenzen 1960° und 1750° (absolut); F. Kurlbaum[4]) erhielt aus der Temperatur desjenigen schwarzen Körpers, dessen Helligkeit sich beim Einschieben einer Kerze zwischen Beobachter und schwarzen Körper nicht ändert, die etwas tiefere Temperatur von 1700° und erklärte diese Differenz durch jene selektiven Eigenschaften der Kohlenstoffteilchen. Um also mit Hilfe der Emissionskurve einer Flamme Temperaturmessungen der in ihr glühenden Kohlenstoffteilchen vornehmen zu können, muß man die Abhängigkeit der Absorption dieser Teilchen von der Wellenlänge bestimmen und daraus die Energieverteilung desjenigen schwarzen Körpers berechnen, der dieselbe Temperatur besitzt wie die Kohlenstoffteilchen. Hiermit beschäftigt sich vorliegende Untersuchung.

Bei der Ausführung der Absorptionsmessung ist der Fehler unvermeidlich, daß man zugleich die Reflexion und diffuse Beugung der Flamme[5]) mitmißt. Um für die zunächst untersuchte Flamme, die der Amylacetat- oder Hefnerlampe, die Menge des reflektierten Lichtes zu bestimmen, wurde[6]) die Strahlung einer Bogenlampe auf eine Hefnerkerze konzentriert und die mit Thermoelement gemessene reflektierte Strahlung verglichen mit der diffusen Reflexion eines weißen Körpers von der Form der Flamme (aus Kreide, Magnesia oder Gips hergestellt). Die Messung ergab für die Reflexion der Flamme im Mittel etwa 1 Proz., also dieselbe Größenordnung, die Kurlbaum (l. c.) für die Stearinkerze gefunden hat. Wegen dieser geringen Größe dieser Reflexion ließ sich zwar ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge nicht bestimmen; wenn aber die Reflexion nicht den gleichen Gang mit der Wellenlänge zeigt, wie die meßbare Gesamtabsorption, d. h. wenn die wahre Absorption dieser nicht proportional ist, wird sich bei der Division der Emission durch die Absorption nicht die Energiekurve eines schwarzen Körpers ergeben können.

Zunächst wurde nun die Emissionskurve der Flamme mit Spiegelspektrometer[1]), Quarzprisma von 60° brechendem Winkel, Thermosäule und Panzergalvanometer aufgenommen und die Resultate in bekannter Weise auf das Normalspektrum reduziert.[2]) Das Bild der Flamme wurde dabei mit einem Hohlspiegel auf den Spalt geworfen, so daß nur ein genau definierter Teil der Flamme zur Untersuchung gelangte.

Zur Bestimmung der Absorption in der Flamme wurde (vgl. Fig. 1) die Strahlung einer

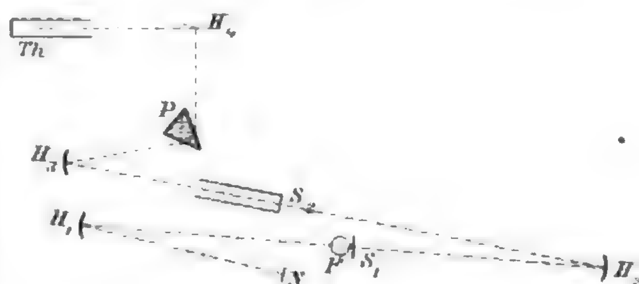


Fig. 1.

Nernstlampe N mit einem Hohlspiegel H_1 auf einen Spalt S_1 von 1 mm Breite und 5 mm Höhe geworfen und das Bild dieses Spaltes mit einem zweiten Hohlspiegel H_2 auf dem Spektrometerspalt S_2 erzeugt.

Unmittelbar vor S_1 stand die Flamme F, und zwar derart, daß das reflektierte Licht der Nernstlampe auf den Teil der Flamme fiel, dessen Emission untersucht war (vgl. Photographien[3]) der Flammen Fig. 2—4). Beobachtet wurde

1) F. Rosicky, Ber. d. Wien. Ak. **78** (2), 407, 1878; K. Angström, Wied. Ann. **36**, 715, 1889; H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60**, 445, 1897; J. Stark, Wied. Ann. **62**, 364, 1897; F. Kurlbaum, Wied. Ann. **67**, 840, 1899.

2) R. Clausius, Pogg. Ann. **72**, 188, 294, 1847; Lord Rayleigh (Strutt), Phil. Mag. **41**, 107, 1871.

3) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. D. phys. Ges. **1**, 230, 1899.

4) F. Kurlbaum, diese Ztschr. **3**, 187, 1902.

5) Der Einfluß der an der Emission und Absorption der Flamme beteiligten Gase wird weiter unten erörtert werden.

6) vgl. F. Kurlbaum, diese Zschr. **3**, 332, 1902 und H. Rubens, Ann. d. Phys. **20**, 595, 1906.

1) Vgl. H. Rubens, Wied. Ann. **53**, 274, 1894.

2) Quarz dispergiert in dem hier untersuchten Bereich so gleichmäßig, daß die Korrektion wegen Breite der Thermosäule (etwa 8') oder des Spaltes keine merkliche Verschiebung des Maximums hervorruft, im Gegensatz zu Stewart (Phys. Rev. **15**, 306, 1902), der mit Fluoritprisma arbeitete und erhebliche Verschiebungen des Maximums berechnete.

3) Für die Ausführung der Photographien bin ich Herrn Dr. Erich Lehmann zu großem Danke verpflichtet.

zwischen 0,7 und 3,1 μ, für je eine Wellenlänge nacheinander, die Energie der Flamme (0,5 bis 9 Skalenteile), die Energie der Nernstlampe (200 bis 400 Skalenteile, wobei der Spalt zwischen 0,1 und 1,0 mm variierte), die Energie der Nernstlampe plus der Energie der Flamme, die Energie der Nernstlampe usf. Die Nernstlampe wurde mit 50 Akkumulatoren gespeist, ihre Intensität schwankte während der Untersuchung an einer Wellenlänge (d. h. innerhalb 3 bis 5 Minuten) um nicht mehr als $\pm$ $^1/_4$ Proz.; die Erwärmung des Spaltes S_1 wirkte nicht auf die Thermosäule. Trotzdem konnten die einzelnen Absorptionsmessungen wegen zufälliger Schwankungen der Flamme nicht genauer als auf $^1/_2$ Proz. der auffallenden Energie ausgeführt werden.

Zur Untersuchung gelangte außer der Normal-Hefnerkerze vorgeschriebner Dimension eine Acetylenflamme. Das aus Calciumkarbid dargestellte Gas wurde durch Acagin (d. i. mit Bleichromat vermischter Chlorkalk) gereinigt und trat unter konstantem Druck von 85 mm Wasser durch 2 Türme mit gebranntem Kalk in einen Specksteindoppelbrenner, in dem es mit breiter, weißer Flamme verbrannte (vgl. Figur 3). Um sowohl Emission wie Absorption besser untersuchen zu können, wurde die sehr dünne Flamme unter einem Winkel von 45° gegen die Beobachtungsrichtung gedreht. (Fig. 4.)

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Die Resultate der Emissions- und Absorptionsmessungen sind in nachstehenden Kurven Fig. 5—8 wiedergegeben. Bei den Emissionskurven ist die geringe Absorption im Quarz berücksichtigt, indem sich bei einer Quarzplatte von 2,25 cm Dicke bei 1,45 μ und bei 2,20 μ je 4 Proz. mehr Absorption ergab als bei 0,8 μ. Die Energieverteilung der Hefnerkerze ist bereits beiläufig von K. Angström[1]) bei der Untersuchung ihres sichtbaren Spektrums mit einem Steinsalzprisma aufgenommen worden. Einige seiner Werte, auf das Normalspektrum reduziert, sind in der Kurve (I) (Fig. 5) durch Kreise bezeichnet.

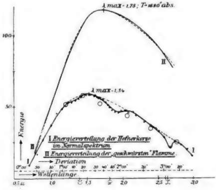


Fig. 5.

Die Emission der Acetylenflamme (Kurve IV, Fig. 7) hat schon Stewart (l. c.) mit einem Fluoritprisma aufgenommen, dieses dispergiert jedoch in der Nähe des Maximums der Acetylenstrahlung (bei 1,2 μ) so ungleichförmig, daß ich seine Resultate mit meinen nicht vergleichen konnte (vgl. Anm. 2, S. 697 r.). In dem hier untersuchten Wellenlängenbereich, d. h. zwischen 0,7 μ und 3,0 μ bez. 2,5 μ, liegen nur die schwächeren Absorptionsbanden der Kohlensäure und des Wasserdampfes der Atmosphäre, indem ich diese Banden in bekannter Weise überbrücke (in der Figur gestrichelt gezeichnet), eliminiere ich gleichzeitig den Ein-

1) K. Angström, Energie dans le spectre visible de l'étalon Hefner; Upsala, 1903.

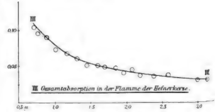


Fig. 6.

Digitized by Google

fluß der an der Emission der Flamme beteiligten Kohlensäure und des Wasserdampfes.

Die Absorptionen (+ Reflexionen) der Flammen, wie sie aus zahlreichen Beobachtungen verschiedener Versuchsreihen erhalten wurden, sind in den Kurven III und VI (Fig. 6 u. 8) dar-

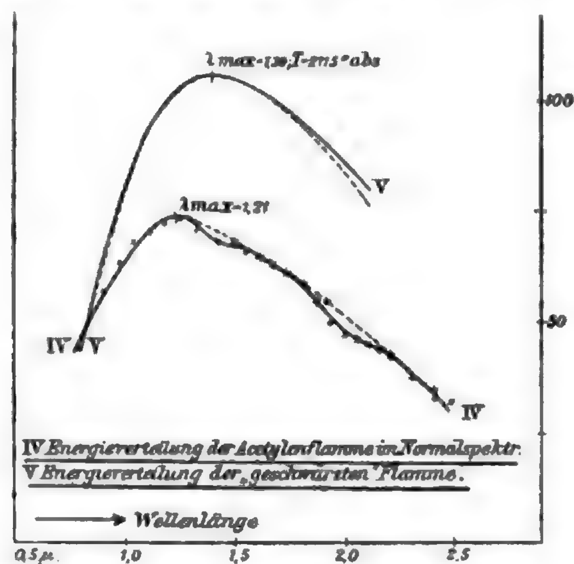


Fig. 7.

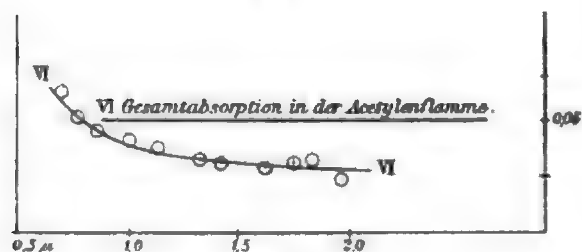


Fig. 8.

gestellt und zeigen deutlich den vermuteten selektiven Verlauf: die Hefnerkerze absorbiert bei 0,7 μ 10,5 Proz., bei 2,5 μ nur noch 3,6 Proz., während die Acetylenflamme in schräger Stellung bei 0,7 μ 6 Proz. und bei 2,0 μ 3,0 Proz. absorbiert.[1]) Die Absorption der in der Flamme enthaltenen Kohlensäure und des Wasserdampfes sind an den so gewonnenen Absorptionskurven wegen des Einflusses der Kohlensäure und des Wasserdampfes der Atmosphäre unbeteiligt.[2])

Dividiert man nun die Emissionen, an den Stellen der Wasserdampf- und Kohlensäureabsorptionen überbrückt, durch die zugehörigen Absorptionen, so erhält man die Energiekurven II und V (Fig. 5 u. 7) der „geschwärzten" Flammen, d. h. die Energiekurven von Körpern, die bei der Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen in den betreffenden Flammen das Absorptionsvermögen Eins besitzen — unter obigen Voraussetzungen über das Verhältnis der Reflexion zur Gesamtabsorption der Kohlenstoffteilchen; in den Figuren bedeuten die gestrichelt gezeichneten Kurven die berechneten Emissionen schwarzer Körper, deren Maximum an derselben Stelle liegt: die befriedigende Übereinstimmung läßt die Brauchbarkeit der angewandten Methode erkennen. Die Maxima rücken so von 1,54 μ bez. 1,2 μ nach 1,75 μ bez. 1,39 μ, so daß sich aus der Gleichung $\lambda_{max}\, T = 2940$ die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen in der Flamme der Hefnerkerze zu 1678° abs. = 1405° C und die in der Acetylenflamme zu 2115° abs. = 1842° zu berechnet.

Mit Hilfe der oben gewonnenen Absorption läßt sich ferner aus jeder Messung, die die Emission der Flamme in absolutem Maße liefert, ihre Temperatur bestimmen. Besonders einfach und genau gestaltet sich dies bei der Messung der „schwarzen" Temperatur mit Hilfe des optischen Pyrometers. Ist T_s die schwarze Temperatur eines glühenden Körpers bei der Wellenlänge λ, T_w seine wahre Temperatur und A sein Absorptionsvermögen an dieser Stelle, so ist[1])

$$\frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T_s}} \cdot A} = \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T_w}}}, \text{ also}$$

$$\frac{1}{T_w} = \frac{1}{T_s} + \frac{\lambda}{c} \ln A; \left(c = 14600\right).$$

Für den in bezug auf Absorption untersuchten Teil der Flamme der Hefnerkerze ergab sich bei Benutzung von Rotglas der Wellenlänge 0,66 μ[2]) mit einer in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt geeichten Lampe im Mittel $T_s = 1174°$ C (an verschiedenen Stellen in der Nähe schwankte die Temperatur um ± 10°), für die Acetylenflamme $T_s = 1388°$ C (bei X, s. Fig. 4, etwas außerhalb des untersuchten Teiles [], zeigte sich eine etwas höhere schwarze Temperatur: 1400° C, und wenn die Flamme ganz breit gegen das Pyrometer strahlte (Fig. 3), eine um 20° niedrigere Temperatur als bei der schrägen Stellung). Aus den Absorptionskurven ergibt sich ohne Berücksichtigung der Reflexion für die Absorption in der Flamme der Hefnerkerze bei 0,66 μ $A = 0{,}110$, für die Acetylenflamme $A = 0{,}064$, und so folgt aus obiger Gleichung für die Hefnerkerze $T_w = 1694°$ abs. = 1421° C und für die Acetylenflamme $T_w = 2093°$ abs. = 1820° C; mit Berücksichtigung der Reflexion (für die Hefnerkerze 0,01, für die Acetylenflamme entsprechend ihrer

1) Das Reflexionsvermögen der Acetylenflamme ist der geringeren Gesamtabsorption entsprechend so klein, daß es sich der Messung entzieht.

2) Die Verschiebung des Schwerpunktes der Gasabsorption mit der Temperatur ist sowohl hier wie bei der Emission der Flammengase vernachlässigt.

1) Für das sichtbare Gebiet genügt die Wiensche Form des Strahlungsgesetzes.

2) λ ist bis auf ± 0,015 μ genau; eine solche Schwankung bewirkt in T_w einen Fehler von ± 8—10°.

geringeren Gesamtabsorption 0,006) für die Hefnerkerze

$$T_w = 1704^0 \text{ abs.} = 1431^0 \text{ C}$$

(aus λ_{max} ergab sich oben 1405^0 C), und für die Acetylenflamme

$$T_w = 2111^0 \text{ abs.} = 1838^0 \text{ C}$$

(oben ergab sich 1842^0 C).

Die Kerzentemperatur ist mit der von Kurlbaum gefundenen (l. c.), 1427^0 C, in guter Übereinstimmung; die der Acetylenflamme stimmt auffallend mit dem Resultate E. L. Nichols[1]) überein, obgleich die Temperatur — 1845^0 C[2]) —, die er auf thermoelektrischem Wege[3]) findet, die Temperatur der Flamme selbst ist, während die vorliegende Untersuchung die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen in der Flamme bestimmen will.

1) E. L. Nichols, Phys. Rev 10, 234, 1900.

2) Seine Angabe ist um 55^0 zu korrigieren, da er sie auf den Schmelzpunkt des Platins bezieht und diesen noch zu 1775^0 statt zu 1720^0 annimmt.

3) Nichols bringt das Thermoelement nicht in die Flamme selbst, sondern extrapoliert aus Resultaten, die er in verschiedenen Abständen von der Flamme erhalten hat.

Aus dem physikalischen Institut der technischen Hochschule Charlottenburg.

(Eingegangen 4. September 1906.)

Berechnung der Farben, die eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines Apophyllitkristalls in weißem, konvergentem, polarisiertem Licht zeigt, vermittels der Königschen Farbentabelle.

Von Birgit Trolle.

Der Apophyllit ist ein einachsiger, inaktiver Kristall. Fundort besonders Faröerinseln und Ostindien.

Eine senkrecht zur Achse geschnittene Platte eines solchen Kristalls zeigt, in weißem, konvergentem, polarisiertem Licht beobachtet, wie gewöhnlich bei solchen Kristallen die isogyrische Hauptkurve als ein schwarzes oder weißes Kreuz, je nachdem die Nicols des Polarisators und Analysators gekreuzt oder parallel sind, und die isochromatischen Kurven als gefärbte Ringe. Beim Apophyllit hat diese letztere Erscheinung aber das Auffallende

1. daß die Ringe nur wenige Farben zeigen, außer Schwarz und Weiß eigentlich nur Gelbgrün und Blauviolett.

2. daß das Farbenphänomen sich anscheinend bei allen Ringen wiederholt.

Folgt man nämlich einem Radius vom Zentrum aus, so bekommt man abwechselnd weiße und schwarze Ringe; beim Abfall von Weiß bis Schwarz tritt eine blauviolette Farbe auf und beim Aufsteigen von Schwarz bis Weiß eine gelbgrüne Farbe. Die Farben sind am intensivsten gegen Schwarz und verlieren sich allmählich im Weiß.

In den meisten andern Fällen bekommt man, wie z. B. beim Kalkspat, annähernd die Newtonschen Farben, die von Ring zu Ring wechseln und zuletzt in Weiß höherer Ordnung übergehen.

Als Ursache des singulären Farbenwechsels beim Apophyllit geben Liebisch[1]) und Drude[2]) an, daß die Differenz der Brechungsindices des ordinären und extraordinären Strahls nicht wie gewöhnlich annähernd konstant, sondern mit der Wellenlänge variabel ist. Dieses ist wohl richtig, gibt aber keine deutliche Erklärung der Wiederholung des Farbenphänomens. Über das Vorzeichen der Doppelbrechung beim Apophyllit herrscht einige Unsicherheit. R. Brauns[3]) erwähnt als etwas allgemein Bekanntes Apophyllitkristalle, die für eine bestimmte Farbe (etwa Rot) positiv, für eine andere (Blau) negativ doppelbrechend sind. Dieselbe Bemerkung findet sich bei Drude.[4]) Die Zahlenwerte, die Pulfrich[5]) für die Brechungsexponenten des ordinären und extraordinären Strahls für *Li*-, *Na*- und *Tl*-Licht angibt, deuten indessen auf keine solche Eigentümlichkeit. Nach Pulfrich ist der Kristall positiv doppelbrechend.

Um zu einer ausreichenden Erklärung des Farbenphänomens bei den Apophyllitringen zu gelangen; um eine von den Farbenregeln, durch welche man die resultierende Farbe eines Farbengemisches bekommt, auf ein solches Problem anzuwenden; endlich um die Unsicherheit, die über das Vorzeichen der Doppelbrechung des Apophyllits obwaltet, zu beseitigen, schlug mir Geheimrat W. Voigt vor, während eines Studienaufenthaltes in Göttingen, die nachstehende Untersuchung zu machen.

Sowohl für die Anregung wie für die Unterstützung, die er mir während der ganzen Arbeit durch seinen Rat und seine Anweisungen hat zuteil werden lassen, bin ich ihm zum aufrichtigsten Dank verpflichtet.

Theoretisches.

Die Erscheinung in schief auffallendem, homogenem Licht.

Wenn eine einachsige Kristallplatte von der Dicke d, senkrecht zur optischen Achse geschnitten, mit den Hauptbrechungsindices n_1

1) Physikalische Kristallographie. Leipzig 1891.

2) Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., 1900, S. 330.

3) Die optischen Anomalien der Kristalle, Leipzig 1891.

4) l. c. S. 335.

5) Das Totalreflektometer.

Digitized by Google

und n_2, von einem unter dem Winkel i einfallenden Lichtstrahl durchlaufen wird, bekommt man einen Gangunterschied Δ zwischen dem ordinären und extraordinären Strahl (Brechungsindices n_o und n_e), wo

$$\Delta = d\left(\sqrt{n_o^2 - \sin^2 i} - \sqrt{n_e^2 - \sin^2 i}\right),$$

$$\Delta = d\left(\frac{n_e^2 - n_o^2}{2\sqrt{n_o^2 - \sin^2 i}} - \frac{1}{8}\frac{(n_e^2 - n_o^2)^2}{(n_o^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \cdots\cdots\right)$$

$$\Delta = d\left(\frac{(n_2^2 - n_1^2)\sin^2 i}{2n^2\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} - \frac{1}{8}\frac{(n_2^2 - n_1^2)^2 \sin^4 i}{n^4 (n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \cdots\right).$$

Es ist nämlich

$$n_o = n_1, \qquad \frac{1}{n_e^2} = \frac{1}{n_1^2}\cos^2 b + \frac{1}{n_2^2}\sin^2 b,$$

wo b der Brechungswinkel ist; also

$$\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} = \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)\sin^2 b,$$

$$n_e^2 - n_o^2 = (n_2^2 - n_1^2)\frac{\sin^2 i}{n^2},$$

weil n_1 und n_2 höchstens um 0,15 ‰ differieren, und man daher $n_1 = n_2 = n_o = n_e = n$ setzen kann, ausgenommen, wo Differenzen unter ihnen auftreten.

Das zweite Glied in Δ ist nur $\frac{1}{2}\sin^2 i$ ‰ des ersten, und kann daher hier, wo die Genauigkeit in der Bestimmung von $n_2 - n_1$ $\frac{1}{2}$ Proz. nicht übertrifft, ausgelassen werden. Man hat also:

$$\Delta = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}.$$

Wird die Platte zwischen gekreuzten Nicols beobachtet, so hat man für die Intensität $\mathfrak{J}$ des unter dem Einfallswinkel i durchgehenden Lichtes von der Wellenlänge λ:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{I}\sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda},$$

wenn $\mathfrak{I}$ die Intensität des Lichtes ist, das unter den erwähnten Bedingungen durch die Platte gehen würde, falls diese nicht doppelbrechend wäre, und wenn φ der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen des einfallenden Strahls und des entsprechenden ordinären Strahls im Kristall ist.

Beobachtet man den Kristall in konvergentem Licht durch eine Turmalinzange oder ein Polarisationsmikroskop mit gekreuzten Nicols, so bekommt man daher Minima des Lichtes für $\sin^2 2\varphi = 0$, also für die Hauptisogyre, und für $\sin^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda} = 0$, das heißt

$$\frac{\pi\Delta}{\lambda} = \frac{\pi d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{\lambda n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = 0, \pi, 2\pi, \cdots p\pi \cdots.$$

Diese Gleichungen bestimmen für jede Farbe eine Reihe von i-Werten, also eine Reihe von konzentrischen Ringen mit den Radien $k \operatorname{tg} i$, wo k eine vom Polarisationsmikroskop abhängige Konstante ist.

In homogenem Licht sieht man daher abwechselnd helle und dunkle Ringe, deren Radien mit der Wellenlänge des Lichtes variieren.

In weißem Licht bekommt man gefärbte Ringe, deren Farben sich durch die Königsche Farbentabelle[1]) in folgender Weise bestimmen lassen.

Bestimmt man $n_2 : n_1$ und n als Funktionen von λ, so kann man bei bekanntem d die Intensität des Lichtes $\mathfrak{J}$ mit der Wellenlänge λ für jeden Punkt bestimmen, indem

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{I}\sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda},$$

wird, wo

$$\Delta = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}.$$

Man kennt also das Gemisch von Farben, das auf jeden Punkt fällt, wenigstens wenn $\mathfrak{I}\sin^2 2\varphi$ bekannt ist. Übrig bleibt nur die Frage, welchen Eindruck dieses Gemisch auf das Auge macht.

König hat gezeigt, daß jede Spektralfarbe einen Eindruck auf unser Auge[2]) macht, als ob sie aus drei Elementarempfindungen zusammengesetzt wäre, deren Verhältnis von Wellenlänge zu Wellenlänge variiert. Weiter, daß bei allen in der Natur vorkommenden Farbensystemen sämtliche Empfindungen durch Spektralfarben und deren Mischungen erzeugt werden können, so daß also mit der Reduktion der Spektralfarben auf Elementarempfindungen bereits das Ziel erreicht ist.

Ob dieser Erscheinung etwas Reales zugrunde liegt oder nicht, ist in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung; man braucht die Elementarempfindungen nur als Rechengrößen aufzufassen.

Für verschiedene Werte von λ und verschiedene Lichtquellen hat König das Verhältnis zwischen den Elementarempfindungen gemessen. Seine Untersuchungen über „Sonnenlicht", wie er es nennt, d. h. das Licht, das bei möglichst durchsichtiger Atmosphäre auf die Erdoberfläche gelangt, haben nachstehende Tabelle (für seine eigenen Augen gefunden) ergeben.[3])

„Sonnenlicht" hat König hierbei als weißes Licht gesetzt. Ferner hat er diejenigen Elementarempfindungen benutzt, die er Grundempfindungen nennt — ursprünglich Rot, Grün und Blau. Endlich hat er für diese solche Ein-

1) Zeitschr. für Psychologie und Physiologie der Sinnesorgane, 4. Bd. 1893, S. 240—348.

2) Dieses gilt für fast alle Frauen und 96 % der Männer, die sogenannten Trichromaten.

3) Die Trichromaten teilen sich nach König in zwei Gruppen, eine große, für die die hier gegebenen Zahlen stimmen, und eine kleinere, zu welcher nur ca. 4 % der Menschen gehören.

I. Königs Tabelle.

λ $\mu\mu$	r	g	b
720	0,035	0,006	
700	0,116	0,021	
685	0,243	0,043	
670	0,546	0,104	
645	2,264	0,533	
630	4,112	1,234	
620	5,327	1,930	0,001
610	6,714	3,075	0,006
600	7,205	4,449	0,016
590	7,892	6,097	0,034
577	8,139	8,413	0,079
563,5	8,284	10,709	0,169
555	8,137	11,320	0,260
545	7,395	11,300	0,394
536	6,432	10,398	0,608
516,5	3,269	6,686	1,247
505	1,772	4,014	1,811
495	1,010	2,303	2,729
485	0,892	1,730	5,629
475	0,834	1,362	10,469
463	1,230	0,740	13,075
455	1,340	0,366	13,421
445	1,407	0,170	13,603
433	1,297		12,323
400	0,291		2,763

heiten gewählt, daß die ganzen im Sonnenlicht vorhandenen Mengen von ursprüglich Rot, Grün und Blau gleich gesetzt werden, daß also

$$\int r\,d\lambda = \int g\,d\lambda = \int b\,d\lambda\,, \tag{I}$$

wo r, g und b die im Sonnenlicht jedem λ entsprechenden Mengen von ursprünglich Rot, Grün und Blau sind.

Die eingeführte Bedingung (I) sagt aus, daß weißes Licht aus gleichen Mengen von ursprünglich Rot, Grün und Blau besteht.

Hieraus folgt, daß man die Farbe eines Farbengemisches von „Sonnenlicht" bekommen kann, wenn man jede Farbe im Gemisch in ihre Komponenten, nämlich ursprünglich Rot, Grün und Blau, zerlegt, all das ursprüngliche Rot für sich summiert usw., und dann wieder die erhaltenen Komponenten zusammensetzt. Die Zusammensetzung läßt sich in einem Maxwellschen Dreieck ausführen. Doch kommt man ohne dieses aus, indem man den Königschen Satz benutzt, daß man jedes Farbengemisch auffassen kann als bestehend aus weißem Licht ($R = G = B$) und einer Spektralfarbe oder einer von den Purpurfarben, die zu den grünen Spektralfarben komplementär sind. Die zu Weiß hinzukommende Farbe läßt sich durch die Königsche Tabelle bestimmen.

Nennt man die ganze Menge des im Gemisch vorkommenden ursprünglichen Rot, Grün und Blau bzw. R, G und B, hat man also

$$R = \int \mathfrak{R}\,d\lambda, \quad G = \int \mathfrak{G}\,d\lambda, \quad B = \int \mathfrak{B}\,d\lambda,$$

und in diesem Falle, wo

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{J}\,r \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}},$$

$$R = \int \mathfrak{J}\, r \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\pi d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}\, d\lambda.$$

usw.

Um diese Integrale zu berechnen, muß man außer der Dicke der Platte und den Brechungsindices eigentlich $\mathfrak{J}' \sin^2 2\varphi$ kennen. $\mathfrak{J}'$ variiert wegen der Konstruktion des Polarisationsmikroskops und der Verluste durch Reflexion etwas mit dem Einfallswinkel i, und weil der Lichtstrahl polarisiert ist, auch ein wenig mit dem Winkel μ, welchen die Einfallsebene des Strahls mit der Polarisationsrichtung des Polarisators bildet; dagegen können die Variationen von $\mathfrak{J}$ mit λ, die daher stammen, daß die Verluste durch Reflexion ein wenig von λ abhängen, wegen ihrer Kleinheit vernachlässigt, und $\mathfrak{J}$ also als von λ unabhängig betrachtet werden. Sin 2φ ist eine Funktion von i und μ, aber nicht von λ. Hieraus folgt, daß $\mathfrak{J} \sin^2 2\varphi$ für jede Diametralebene durchs Zentrum, d. h. für jedes μ verschiedene Werte bekommt. Weil aber diese Variationen nur von i und μ, nicht von λ abhängen, beeinflussen sie nicht die Zusammensetzung des Lichts, sondern nur die totale Lichtstärke. Da die totale Lichtstärke in dieser Untersuchung ohne Interesse ist, ist $\mathfrak{J} \sin^2 2\varphi$ im folgenden einer Konstanten $\mathfrak{J}_0$ gleichgesetzt. Man hat also:

$$R = \mathfrak{J}_0 \int r \sin^2 \frac{\pi d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}\, d\lambda\,,$$

usw.

Experimentelles.

Bestimmung der Brechungsindices.

Das Totalrefraktometer. — Zur Bestimmung diente das von Abbe konstruierte Kristallrefraktometer, bei welchem die zu untersuchende Kristallplatte auf eine Flintglashalbkugel vom Brechungsindex ca. 1.89 aufgelegt und mit derselben durch einen Tropfen einer stärker brechenden Flüssigkeit optisch verbunden wird. Eine kurze Beschreibung ist von Drude in seinem Lehrbuch der Optik gegeben.[1]

Fehlerquellen. — Wenn die Bestimmung des Winkels der Totalreflexion fehlerfrei sein soll, muß der Apparat sehr sorgfältig justiert sein; viele geometrische Bedingungen müssen nämlich in diesem Falle erfüllt sein. So müssen z. B. die beiden Achsen des Apparats sich im Zentrum der Halbkugel unter einem Winkel von 90° schneiden, die Achse des Fernrohrobjektivs muß sich in einer Ebene durch das Kugelzentrum bewegen, die plane Oberfläche der Halbkugel muß zur Drehungsachse der Kugel senkrecht sein und durch deren Zentrum gehen, usw. Eine früher im Institut ausgeführte Untersuchung des Refraktometers hat gezeigt, daß

1) [illegible] Refraktometer s. Czapski, Zeitschr. f. [illegible] 1900, S. [illegible]

die Justierung so gut ist, daß man von den durch mangelhafte Justierung entstehenden Fehlern absehen kann, wenn man keine größere Genauigkeit als die beim Ablesen zu erreichende (beinahe 10″) fordert. Nur eine Fehlerquelle muß berücksichtigt werden, diejenige, welche daher stammt, daß die plane Oberfläche der Halbkugel nicht genau senkrecht auf der vertikalen Drehungsachse der Kugel steht; ist die Oberfläche um den kleinen Winkel α gegen die richtige Stellung geneigt, so bekommt man den Winkel der Totalreflexion nach der einen Seite bestimmt um α zu groß und nach der anderen Seite (beim Umschlagen des Fernrohrs) bestimmt um α zu klein. Der Fehler hebt sich also auf, wenn man, statt die Vertikalstellung des Fernrohrs als Nullpunkt zu benutzen, jedesmal den Winkel der Totalreflexion durch Umschlagen des Fernrohrs und beiderseitiges Ablesen bestimmt; die Differenz der beiderseitigen Ablesungen ist gleich dem doppelten Winkel der Totalreflexion. Wird die Kugel in verschiedene Azimute gestellt, so kommen verschiedene α's zur Geltung; der größte Wert von α ist hier beinahe 30″. Wenn man auch bei erneutem Justieren α vermindern könnte, würde sich der erwähnte Fehler doch geltend machen; denn beim Auflegen des Kristalls bekommt man unvermeidlich einen kleinen Winkel zwischen diesem und der Oberfläche der Halbkugel. Die Wirkung hiervon ist dieselbe, als ob die plane Oberfläche der Halbkugel geneigt wäre; der Winkel der Totalreflexion muß daher immer durch Umschlagen und beiderseitiges Ablesen bestimmt werden.

Zur Bestimmung des Brechungsindex eines Kristalls wird gefordert: 1. eine Bestimmung des Brechungsindex der Glashalbkugel; 2. eine Bestimmung des Verhältnisses der Brechungsindices zwischen Glas und Kristall.

Die Beobachtungen.

Brechungsindex des Glases der Halbkugel. — Um den Brechungsindex des Glases der Halbkugel als Funktion der Wellenlänge zu bestimmen, wurde eine Reihe Beobachtungen des Totalreflexionswinkels zwischen Halbkugel und Luft mit Licht von verschiedenen Wellenlängen gemacht.

Als Lichtquellen wurden benutzt: ein Bunsenbrenner mit Perlen von Natrium-, Lithium- oder Thalliumsalz, eine Wasserstoffröhre und eine Heliumröhre, welche durch ein kleines Induktorium betrieben wurden. Es war schwer, die blauen und besonders die violetten Linien genügend hell zu bekommen, weil das Glas der Halbkugel gelblich ist und daher das blaue Licht sehr abschwächt.

Die Beobachtungen sind für jede Wellenlänge für vier verschiedene Azimute gemacht. Der aus diesen berechnete Mittelwert für den Totalreflexionswinkel Θ, samt den aus der Formel $n_g = \operatorname{cosec} \Theta$ berechneten Brechungsindex für die Halbkugel, sind in der Tabelle II gegeben:

Tabelle II.

	$\lambda\ \mu\mu$	Θ	n_g
Li	670,8	32° 10′38″	1,87780
He	667,8	32° 10′13″	1,87816
H	656,3	32° 08′37″	1,87955
Na	589,6	31° 55′53″	1,89070
He	587,6	31° 55′36″	1,89095
Th	535,1	31° 41′35″	1,90343
He	501,6	31° 30′05″	1,91380
H	486,1	31° 23′46″	1,91957

Die Temperatur hat bei den Messungen einige Grade um 20° C geschwankt. Der mittlere Fehler in der Bestimmung von n ist weniger als 0,0002.

Brechungsindex des Apophyllits. — Die Apophyllitplatte war senkrecht zur Achse geschnitten. Wenn dieses der Fall ist, bilden die beiden Kurven der Totalreflexion zwei Kreise, welche die Hauptbrechungsindices n_1 und n_2 direkt messen.

Die eine Fläche der Kristallplatte war hoch poliert. Mit dieser wurde sie auf die plane Oberfläche der Halbkugel aufgelegt und durch ein Tröpfchen Kassiaöl mit derselben verbunden. Darnach wurden die Grenzwinkel der Totalreflexion für verschiedene Wellenlängen bestimmt.

Die Beobachtungen wurden auch hier für jede Wellenlänge in vier Azimuten gemacht.

In der Tabelle III sind die aus den Beobachtungen berechneten Mittelwerte für die Winkel der Totalreflexion ψ_1 und ψ_2 gegeben; ferner die aus der Formel $n_k = n_g \sin \psi$ berechneten

Tabelle III.

	$\lambda\ \mu\mu$	Θ_2	Θ_1	n_2	n_1	$n_2 - n_1$	$\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$
He	667,8	54° 42′55″	54° 36′27″	1,53397	1,53108	0,00289	4,33
H	656,3	54° 45′37″	54° 33′56″	1,53426	1,53142	0,00284	4,33
Na	589,6	54° 22′34″	54° 14′20″	1,53688	1,53423	0,00265	4,49
He	587,6	54° 22′00″	54° 13′48″	1,53692	1,53427	0,00265	4,51
Hg	546,1	54° 04′35″	53° 57′10″	1,53897	1,53656	0,00241	4,41
He	501,6	53° 39′16″	53° 32′15″	1,54149	1,53917	0,00232	4,63
H	486,1	53° 28′48″	53° 22′15″	1,54266	1,54048	0,00218	4,48

Hauptbrechungsindices des Apophyllits; die Differenz n_2-n_1 derselben, endlich $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$:

Der mittlere Fehler in den Bestimmungen von n_1 und n_2 ist ca. 0,0002, in der Bestimmung von n_2-n_1 c. 0,00005, in $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ also ca. 0,1.

Aus der Tabelle III geht hervor, daß $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ beinahe konstant ist; dieses hat zur Folge, daß die derselben Ordnung entsprechenden Radien der im konvergenten Licht beobachteten Ringe für verschiedene Wellenlängen beinahe dieselben sind. Man hat nämlich für den $p$ten Ring

$$\sin^2 i = \frac{p\left(\sqrt{p^2 + 4\,d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}{2d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{n^2\lambda^2}}.$$

Wäre $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ genau konstant, so fielen alle die $p$ten Minima und alle die $p$ten Maxima zusammen und man bekäme nur abwechselnd schwarze und weiße Ringe ohne Farben. Die kleinen Abweichungen vom konstanten Wert, welche die $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ zeigen, bestimmen die Farben, die sich bei den Apophyllitringen zeigen; diese Abweichungen lassen sich aber bei dem für $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ in diesem Versuch erreichbaren mittleren Fehler von ca. 0,1 nicht bestimmen.

Man mußte also versuchen, eine genauere Bestimmung von $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ auf andere Weise zu erlangen. Dieses ließ sich, wie sich zeigte, mittels eines Polarisationsspektrometers erreichen.

Bestimmung der Differenz der Hauptbrechungsindices des Apophyllits durch ein Polarisationsspektrometer.

Das Polarisationsspektrometer. — Das Polarisationsspektrometer ist ein gewöhnliches Spektrometer, dessen Kollimator und Fernrohr mit ablesbaren Nicols versehen sind.

Mittels des Kollimators wird paralleles in beliebiger Richtung polarisiertes Licht hervorgebracht, durch die auf dem Spektrometertisch aufgestellte Kristallplatte unter beliebigem, meßbarem Einfallswinkel geworfen und mit dem Analysator im Fernrohr untersucht.

Mit gekreuzten Nicols gilt dann nach S. 701 für die Minima des durch die Platte gehenden Lichts die Gleichung

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{d(n_2-n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2-\sin^2 i}} = 0, 1, 2, \cdots p \cdots.$$

Stellt man also durch Drehen des Spektrometertisches für Licht von der bekannten Wellenlänge λ auf das $p$te Minimum ein und liest den Einfallswinkel i ab, so bekommt man, wenn n und d bekannt sind, eine Bestimmung für n_2-n_1, nämlich

$$n_2-n_1 = \frac{p\lambda n\sqrt{n^2-\sin^2 i}}{d\sin^2 i}.$$

Die Intensität des durch die Platte gehenden Lichts wird (s. S. 701) am größten, wenn die Polarisationsrichtungen derselben einen Winkel von 45° mit der Drehungsachse des Spektrometers bilden.

Die Versuchsanordnung. — Zur Herstellung von monochromatischem Licht von verschiedenen Wellenlängen diente in diesem Falle ein Wülfingscher Monochromator, der von einem glühenden Nernstfaden beleuchtet wurde.

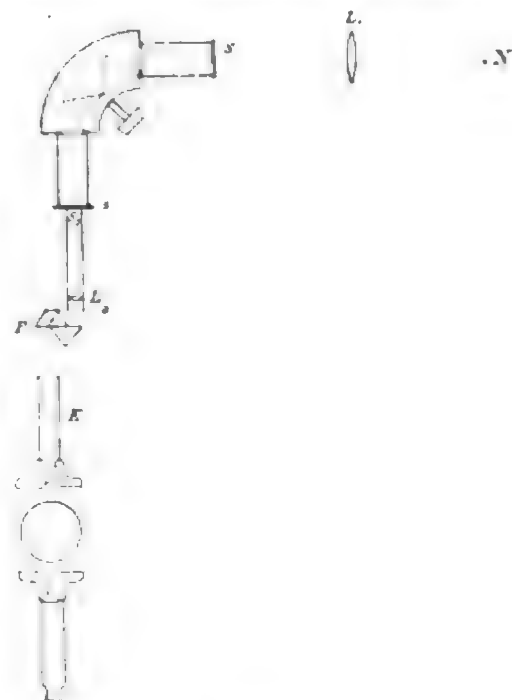


Fig. 1.

Die Aufstellung ist in der Figur 1 skizziert: N ist der senkrecht gestellte Nernstfaden, L_1 eine Linse, die das von ihm ausgehende Licht auf den Spalt S_1 des Monochromators wirft. Durch die Prismen im Monochromator wird das Licht dispergiert und in der Ebene s zu einem Spektrum gesammelt; von diesem greift man durch den Spalt S_2 ein enges Bündel heraus, das um so monochromatischer ist, je enger die Spalten S_1 und S_2 sind. Das durch S_2 gehende Licht wird von der Linse L_2 zu einem monochromatischem Bild des Nernstfadens gesammelt; dieses wird mittels der Prismen P um 90° gedreht, so daß es wagerecht ist, und auf das Loch des Kollimators K am Spektrometer geworfen.

Das Prismenpaar P besteht aus zwei recht-

winkligen, gleichschenkligen Glasprismen, die einander zur Hälfte überdecken, und deren Kanten einen Winkel von 45° miteinander bilden. Durch ein solches Prismenpaar wird das Bild eines beliebigen Gegenstands um 90° gedreht.

Der Kollimator ist, statt mit einem Spalt, mit einem ziemlich großen Loch (Durchmesser ca. 2,5 mm) versehen. Eine gute Einstellung auf das Minimum des Lichts, das sich beim Drehen der Kristallplatte wagerecht durch das Gesichtsfeld bewegt, fordert nämlich ein in wagerechter Richtung ziemlich breites Gesichtsfeld. Um das Gesichtsfeld in der Breite ganz mit Licht auszufüllen, und um die Beleuchtung in dieser Richtung so einförmig wie möglich zu haben, war es notwendig, ein wagerechtes Bild vom Nernstfaden auf das Loch zu werfen. Dieses wurde, wie schon gesagt, durch das Prismenpaar erreicht; daß das Gesichtsfeld durch diese Einrichtung in vertikaler Richtung ziemlich schmal wird, schadet nichts.

Der Versuch. — Das Fernrohr und der Kollimator des Spektrometers wurden auf unendlich eingestellt, und einander gegenüber festgeklemmt. Die Polarisationsrichtungen der Nicols wurden mittels eines dritten Nicols bestimmt, und die Nicols gekreuzt so eingestellt, daß deren Polarisationsrichtungen einen Winkel von 45° mit der Drehungsachse des Spektrometers bildeten. Die Kristallplatte wurde auf dem drehbaren Tisch angebracht und das Ganze durch das Gaußsche Okular im Fernrohr so eingestellt, daß die Platte parallel, die Achsen des Fernrohrs und des Kollimators rechtwinklig zu der Achse des Spektrometers waren.

Der Monochromator, dessen Eichung bekannt war, wurde auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt, eine von den vier Stellungen der Kristallplatte, die dem zweiten Minimum entsprechen, aufgesucht und am Kreis des Spektrometertisches abgelesen. Diejenige dem zweiten Minimum entsprechende Einstellung, bei welcher sich dieselbe ebene Seite der Kristallplatte gegen das Fernrohr wendet, wurde darnach aufgesucht und am Kreis abgelesen. Die Differenz der zwei Ablesungen gibt den doppelten Einfallswinkel. Nachdem die andere Seite der Kristallplatte gegen das Fernrohr gedreht war, wurden die beiden Minima ebenfalls abgelesen.

Fehlerquellen. — Im obigen ist vorausgesetzt, daß die Kristallplatte planparallel und die optische Achse senkrecht zur Oberfläche ist. Abweichungen hiervon führen Fehler in der Bestimmung vom Einfallswinkel herbei.

Ist die Platte ein wenig prismatisch (bei der untersuchten Platte war der Winkel 7′), so bilden die aus der Platte tretenden Strahlen einen kleinen Winkel mit den eintretenden. Dieser ist für alle vier Einstellungen der Platte der Größe nach derselbe; weil die Strahlen aber immer nach dem dicken Ende des Prismas abgelenkt werden, werden sie nach verschiedenen Seiten abgelenkt, je nachdem sich die eine oder die andere Seite der Platte gegen das Fernrohr wendet. Nimmt man daher, wie es in den Versuchen gemacht ist, die Differenz derjenigen beiden Ablesungen, bei welchen sich dieselbe Seite der Platte gegen das Fernrohr wendet, so hebt der Fehler sich auf, und man bekommt den richtigen Einfallswinkel.

Die Abweichung der Achsenrichtung von der Normalen ist nur 20′, und kann daher keinen meßbaren Fehler hervorgerufen haben.

Die Beobachtungen. — In der Tabelle IV sind die Ergebnisse der Beobachtungen an der früher erwähnten Apophyllitplatte gegeben. o_1 und o_2 sind Ablesungen am Spektrometerkreis, den Minima entsprechend, für welche die eine Seite der Kristallplatte gegen das Fernrohr wendet; o_3 und o_4 sind die beiden anderen. Jedes o ist eine Mittelzahl aus zwei und für die roten und blauen Strahlen, wo die Einstellung viel ungenauer ist, aus mehreren Einstellungen; jedesmal sind die beiden einander gegenüber gestellten Nonien abgelesen. Der Einfallswinkel i ist als $\frac{o_1 - o_2}{2}$

Tabelle IV.

λ $\mu\mu$	o_1	o_2	o_3	o_4	$i_1 = \frac{o_1 - o_2}{2}$	$i_2 = \frac{o_3 - o_4}{2}$	$i = \frac{i_1 + i_2}{2}$
752	354° 47′12″	280° 30′12″	174° 42′02″	100° 25′20″	37° 08′30″	37° 08′21″	37° 08′25″
704	354° 31′47″	280° 36′05″	174° 31′20″	100° 30′05″	36° 57′51″	36° 57′37″	36° 57′44″
653	354° 18′37″	280° 45′55″	174° 17′20″	100° 51′32″	36° 46′21″	36° 42′54″	36° 44′38″
603	354° 04′30″	280° 50′15″	174° 04′20″	101° 06′30″	36° 34′07″	36° 28′45″	36° 31′26″
552	353° 58′05″	281° 00′37″	173° 57′20″	101° 13′47″	36° 25′44″	36° 21′46″	36° 23′45″
525	354° 00′25″	281° 01′35″	173° 58′22″	101° 14′40″	36° 29′25″	36° 21′51″	36° 25′38″
501	354° 09′12″	280° 56′30″	174° 05′05″	101° 09′30″	36° 36′21″	36° 27′47″	36° 32′04″
478	354° 24′10″	280° 40′45″	174° 21′30″	100° 53′42″	36° 51′42″	36° 43′54″	36° 47′48″
462	354° 42′19″	280° 21′15″	174° 38′37″	100° 39′27″	37° 10′32″	36° 59′35″	37° 05′04″
448	355° 02′37″	279° 56′50″	174° 57′17″	100° 20′35″	37° 32′53″	37° 18′21″	37° 25′37″
436	355° 21′33″	279° 34′36″	175° 17′13″	99° 59′37″	37° 53′28″	37° 38′48″	37° 46′08″

bez. $\frac{o_3-o_4}{2}$ berechnet. Am Kreis kann man mit Nonius 20″ ablesen.

Der mittlere Fehler in den einzelnen Beobachtungen ist durchschnittlich ca. 5″.

Hieraus sind, wie die Tabelle V zeigt, n_2-n_1, $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ und $\frac{n_2-n_1}{n\lambda}$ berechnet. Als Einfallswinkel ist $i=\frac{i_1+i_2}{2}$ benutzt. Für d ergibt sich 2,744 mm.

Tabelle V.

$\lambda/\mu\mu$	n_2-n_1	$\frac{n_2-n_1}{\lambda}$	$\frac{n_2-n_1}{n\lambda}$
752	0,00323	4.30	2.811
704	0,00306	4.35	2.840
653	0,00288	4.41	2.875
603	0,00269	4.47	2.912
552	0,00249	4.52	2.937
525	0,00237	4.52	2.936
501	0,00225	4.50	2.922
478	0,00213	4.45	2.886
462	0,00203	4.40	2.848
448	0,00194	4.33	2.802
436	0,00186	4.27	2.758

Der mittlere Fehler in n_2-n_1 ist ca. ½ Proz.

Zur Kontrolle wurden dieselben Messungen mit einer anderen Apophyllitplatte gemacht. Die Platte war etwas dünner, für d ergab sich 1,484 mm und für den Brechungsindex n des Natriumlichtes 1,5352, also innerhalb der Fehlergrenze derselbe Wert wie für die erste Kristallplatte. Die Messungsresultate sind in der Tabelle VI aufgeführt.

In der Tabelle VII finden sich die hieraus berechneten Werte für n_2-n_1, $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ und $\frac{n_2-n_1}{n\lambda}$.

Die für die beiden Platten gefundenen Werte für n_2-n_1 usw. stimmen innerhalb der Fehlergrenze, die ca. ½ Proz. ist.

Eine Bestimmung der Polarisationsrichtungen der zwei gebrochenen Strahlen ergab, daß der Apophyllit positiv doppelbrechend ist.

Tabelle VII.

$\lambda\ \mu\mu$	n_2-n_1	$\frac{n_2-n_1}{\lambda}$	$\frac{n_2-n_1}{n\lambda}$
704	0.00304	4.32	2,822
653	0.00287	4.39	2,865
603	0.00269	4.46	2,902
552	0.00249	4.51	2,931
525	0.00236	4.50	2,925
501	0.00225	4.49	2,915
478	0.00213	4.45	2,885
462	0.00203	4.39	2,842
452	0.00196	4.34	2,809

Die Farbenerscheinung.

Sehr auffallend ist es, daß die Werte von $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ und $\frac{n_2-n_1}{n\lambda}$ für die verschiedenen Werte von λ beinahe dieselben sind; sie weisen sogar ein Minimum resp. Maximum bei $\lambda = 545\ \mu\mu$ auf.

Hieraus folgt, daß die den verschiedenen λ entsprechenden Minima derselben Ordnung beinahe demselben Einfallswinkel entsprechen. Man hat nämlich für das $p$te Minimum

$$p=\frac{d(n_2-n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2-\sin^2 i}},$$

und hieraus für i:

$$\sin^2 i=\frac{p\left(\sqrt{p^2+4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}}-p\right)}{2d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{n^2\lambda^2}}.$$

Sind die erwähnten Größen genau konstant, so entsprechen alle Minima der $p$ten Ordnung genau demselben Einfallswinkel, alle Intensitätskurven der verschiedenen Werte von λ, die durch

$$J=J_0\int\sin^2\frac{\pi d(n_2-n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2-\sin^2 i}}\,d\lambda$$

bestimmt sind, überdecken sich, und man bekommt abwechselnd schwarze und weiße Ringe ganz ohne Farben. Die Erscheinung wiederholt sich dann also genau.

Weichen die Größen $\frac{n_2-n_1}{n\lambda}$ und $\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ vom konstanten Wert ab, dann werden die den verschiedenen λ entsprechenden Intensitätskurven sich voneinander trennen.

Tabelle VI.

$\lambda\ \mu\mu$	o_1	o_2	o_3	o_4	$i_1=\frac{o_1-o_2}{2}$	$i_2=\frac{o_3-o_4}{2}$	$i=\frac{i_1+i_2}{2}$
704	158° 38′04″	53° 55′36″	338° 36′05″	234° 01′08″	52° 21′14″	52° 17′30″	52° 19′22″
653	158° 05′35″	54° 19′15″	338° 03′05″	234° 19′38″	51° 53′10″	51° 51′44″	51° 52′27″
603	157° 44′00″	54° 38′32″	337° 42′52″	234° 38′45″	51° 32′44″	51° 32′04″	51° 32′24″
552	157° 32′12″	54° 54′15″	337° 29′57″	234° 53′50″	51° 18′58″	51° 18′04″	51° 18′31″
525	157° 37′50″	54° 48′40″	337° 34′55″	234° 46′48″	51° 24′35″	51° 24′03″	51° 24′19″
501	157° 48′37″	54° 46′05″	337° 47′20″	234° 36′39″	51° 31′16″	51° 35′20″	51° 33′18″
478	158° 09′28″	54° 17′23″	338° 10′12″	234° 19′30″	51° 56′03″	51° 55′21″	51° 55′42″
462	158° 38′38″	53° 48′28″	338° 44′04″	233° 48′08″	52° 25′05″	52° 27′58″	51° 26′32″
45[illegible]	158° 53′08″	53° 18′10″	339° 07′11″	233° 26′07″	52° 47′29″	52° 50′32″	51° 49′01″

Digitized by Google

Für die erste benutzte Apophyllitplatte ($d = 2{,}744$ mm) sind im Diagramm Fig. 2 diejenigen Intensitätskurven, die $\lambda = 430, 490, 545$ und $720\,\mu\mu$ entsprechen, gezeichnet. Als Abszisse ist $\operatorname{tg} i$, welches den Radien der Ringe proportional ist, als Ordinate die Intensität benutzt. Die Kurven fallen alle ziemlich in die Nähe voneinander, nur die den äußersten blauen und violetten Strahlen entsprechenden Kurven trennen sich mit wachsendem p etwas von den andern.

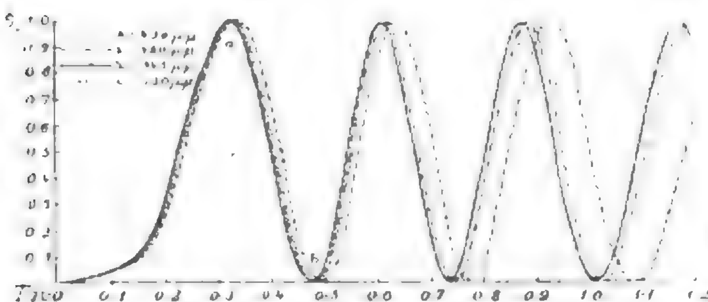


Fig. 2.

Sind die Abweichungen so klein, daß der Abstand zwischen den verschiedenen Minima der $p$ten Ordnung klein ist gegenüber dem Abstand zwischen den Minima der $p$ten und denjenigen der $(p+1)$ten Ordnung, so muß man immer abwechselnd helle und dunkle Ringe bekommen, indem alle Minima bzw. Maxima derselben Ordnung in die Nähe voneinander fallen und von den benachbarten Maxima bzw. Minima getrennt sind. Beim Abfall zu und beim Aufsteigen von den dunkeln Ringen werden sich jetzt aber Farben zeigen, die, wie aus dem Diagramm Fig. 2 hervorgeht, an den beiden Seiten eines Minimums verschieden sind, weil die Reihenfolge der Kurven, an einer Ordinate entlang gemessen, umgekehrt ist; an jeder Seite hat man aber beinahe dieselbe Farbe auf der ganzen Strecke von Minimum bis Maximum. Dieses zeigt sich deutlich, wenn man sich das Farbengemisch an jeder Stelle in zwei Komponenten zerlegt denkt, nämlich in Weiß und etwas farbiges Licht. Weiß ist durch gleich große Intensitäten aller vorhandenen λ gekennzeichnet. Auf der Strecke *ab* zum Beispiel repräsentiert also die unterste Kurve ($\lambda = 545\,\mu\mu$) weißes Licht, während der Überschuß der verschiedenen Kurven über diese etwas farbiges Licht darstellt. Da die Intensitätskurven zwischen Maximum und Minimum ziemlich geradlinig verlaufen, schneiden sie von den Ordinaten zwischen a und b, von der untersten Kurve aus gerechnet, ziemlich kongruente Stücke ab. Die zu Weiß hinzukommende Farbe ist also auf der ganzen Strecke beinahe dieselbe. Nur in der Nähe von Maximum und Minimum treten größere Abweichungen ein, die sich aber, wenn die verschiedenen Kurven ziemlich in der Nähe voneinander liegen, nur wenig bemerkbar machen; im Minimum sind nämlich die Intensitäten so klein, daß man nichts sieht, während im Maximum Weiß so überwiegend ist, daß man nur einen weißen Eindruck bekommt.

Beim Abfall von Weiß bis Schwarz muß man eine blauviolette Farbe bekommen, weil hier die blauen und violetten Kurven die obersten sind; beim Aufsteigen von Schwarz bis Weiß eine gelbgrüne, weil die $\lambda = 545\,\mu\mu$ entsprechende Kurve hier die oberste ist.

Sollen die Farben, welche die verschiedenen Minima begrenzen, dieselben sein, die Farbenerscheinung sich also genau wiederholen, so darf die relative Lage der den verschiedenen λ entsprechenden Minima sich von Ring zu Ring nicht ändern, d. h. das Verhältnis zwischen den, zwei verschiedenen Werten von λ entsprechenden Radien derselben Ordnung muß von d unabhängig sein; oder, was dasselbe ist: $\operatorname{tg} i$, das dem Radius proportional ist, muß als eine Funktion von p mal einer Funktion von λ geschrieben werden können. Zur Bestimmung von den dem $p$ten Minimum entsprechenden i-Werten hat man:

$$p = \frac{d(n_2 - n_1)\sin^2 i}{n\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i}},$$

und hieraus

$$\operatorname{tg}^2 i = \frac{p\left(\sqrt{p^2 + 4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}{2d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{n^2\lambda^2} - p\left(\sqrt{p^2 + 4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}} - p\right)}$$

wo $4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2} = 80\,d^2$ (d in mm ausgedrückt).

Nur für große Werte von d, also dicke Platten, ist die Bedingung erfüllt; in diesem Falle kann man nämlich p^2 gegenüber $4d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{\lambda^2}$ und $2d^2\frac{(n_2-n_1)^2}{n^2\lambda^2}$, zugleich p gegenüber $d\frac{(n_2-n_1)}{n^2\lambda}$ und $2d\frac{n_2-n_1}{\lambda}$ vernachlässigen und bekommt dann

$$\operatorname{tg}^2 i = p\frac{n^2\lambda}{d(n_2-n_1)}.$$

Für eine Platte, wie die untersuchte von der Dicke $d = 2{,}744$ mm, ist die Bedingung eigentlich nur für $p = 1$ erfüllt. Dieser Umstand macht aber für die an den Seiten des Minimums auftretenden Farben nur wenig aus, weil dadurch nicht die Reihenfolge der Minima der verschiedenen Werte von λ, sondern nur ihre relativen Abstände geändert werden. Für eine nicht allzu eingehende Untersuchung wird sich die Farbenerscheinung also auch im betrachteten Falle anscheinend wiederholen.

Um das Phänomen näher zu studieren und die Farben näher zu bestimmen, wurde, wie schon gesagt, die Königsche Farbentabelle benutzt.

Die Berechnung der Farben. — Wie S. 702 gezeigt, ist die dem Einfallswinkel i entsprechende Menge R von ursprünglich Rot ausgedrückt durch

$$R = J_0 \int r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} d\lambda.$$

Dieses ist durch Summation berechnet, indem

$$R = J_0 \Sigma r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda$$

gesetzt ist; ebenfalls ist

$$G = J_0 \Sigma g \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda$$

und

$$B = J_0 \Sigma b \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda$$

gesetzt.

Um eine Genauigkeit von ca. 1 Proz. in den Berechnungen zu erreichen, mußte $\Delta\lambda$ gleich 10 $\mu\mu$ gewählt werden.

Die Berechnung ist so ausgeführt, daß

$$r\Delta\lambda, \quad g\Delta\lambda, \quad b\Delta\lambda$$

und

$$\sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}$$

(für verschiedene Werte von i) für $\lambda = 400, 410, 420 \ldots\ldots 720$ $\mu\mu$ ausgerechnet sind. Die Produkte

$$r \sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{n \lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \Delta\lambda \ldots\ldots$$

sind dann gebildet und summiert.

Die Werte für $r\Delta\lambda$ ... sind durch graphische Interpolation aus der Königschen Tabelle hervorgegangen; die Einheiten sind so gewählt, daß

$\int r d\lambda = \int g d\lambda = \int b d\lambda = 1$ gesetzt ist. Die benutzten Zahlen sind in der Tabelle VIII gegeben.

Die in

$$\sin^2 \frac{\pi d (n_2 - n_1) \sin^2 i}{\lambda n^2 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}}}$$

eingehenden Größen $\frac{n_2 - n_1}{n^2 \lambda}$ und n sind aus den mit der ersten Apophyllit-Platte ($d = 2{,}744$) erreichten Beobachtungsresultaten (Tabelle V und III) durch Inter- und Extrapolation berechnet. Die benutzten Werte sind in der Tabelle IX aufgezeichnet.

Tabelle VIII.

λ $\mu\mu$	100 r	100 g	100 b
390	0,00	0,00	0,53
400	0,28	0,00	2,76
410	0,61	0,00	5,49
420	0,92	0,02	8,75
430	1,20	0,05	11,60
440	1,42	0,12	13,41
450	1,42	0,25	13,68
460	1,26	0,50	13,28
470	1,00	1,11	11,71
480	0,83	1,55	8,05
490	0,93	2,00	3,83
500	1,32	2,78	2,16
510	2,15	4,64	1,54
520	3,38	7,50	1,12
530	5,05	9,55	0,78
540	[illegible]	10,99	0,52
550	7,90	11,52	0,32
[illegible]	[illegible]	11,13	0,20
570	[illegible]	9,73	0,13
[illegible]	[illegible]	7,05	0,08
[illegible]	[illegible]	6,13	0,04
[illegible]	7,42	4,52	0,02
[illegible]	[illegible]	3,08	0,00
[illegible]	[illegible]	1,93	0,00
630	[illegible]	1,23	
640	[illegible]	0,72	
[illegible]	[illegible]	0,41	
[illegible]	[illegible]	0,23	
[illegible]	[illegible]	0,11	
[illegible]	[illegible]	0,05	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	

Tabelle IX.

$\lambda/\mu\mu$	$\frac{n_2 - n_1}{n^2 \lambda}$	n
390	1,623	1,5519
400	1,664	1,5504
410	1,702	1,5490
420	1,736	1,5478
430	1,767	1,5467
440	1,795	1,5456
450	1,820	1,5446
460	1,842	1,5437
470	1,859	1,5428
480	1,874	1,5420
490	1,885	1,5412
500	1,894	1,5405
510	1,901	1,5399
520	1,906	1,5392
530	1,909	1,5386
540	1,911	1,5381
550	1,911	1,5375
560	1,910	1,5370
570	1,908	1,5365
580	1,905	1,5360
590	1,901	1,5355
600	1,898	1,5351
610	1,894	1,5346
620	1,890	1,5342
630	1,886	1,5338
640	1,881	1,5335
650	1,877	1,5331
660	1,872	1,5328
670	1,868	1,5324
680	1,864	1,5321
690	1,860	1,5318
700	1,856	1,5315
710	1,852	1,5312
720	1,848	1,5309

Die Berechnung von R, G und B ist für verschiedene i durchgeführt und hat die in der Tabelle X aufgeführten und im Diagramm Fig. 3 aufgezeichneten Resultate gegeben.

Tabelle X.

i	tg$i$	100 R	100 G	100 B
13°	0,2309	54,9	55,4	51,4
18°	0,3249	99,7	99,4	99,5
22°	0,4040	49,6	48,2	59,5
25°	0,4663	1,4	0,9	6,5
26°	0,4877	1,9	2,2	0,7
28°	0,5317	35,1	37,2	21,5
31°	0,6009	97,9	98,1	90,3
32°	0,6249	96,5	96,1	97,3
34°	0,6745	52,0	49,0	73,0
36°	0,7266	4,3	2,4	21,0
36,5°	0,7400	1,3	0,2	
37°	0,7536	3,2	3,2	5,9
37,6°	0,7700			4,6
39°	0,8098	51,7	55,3	25,3
41°	0,8694	97,7	99,5	80,6

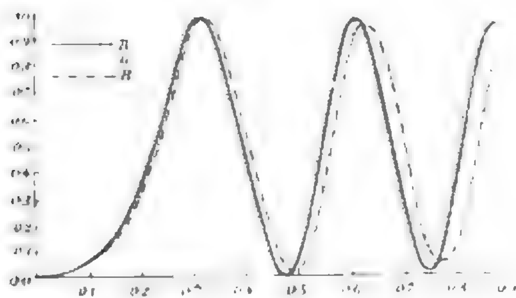


Fig. 3.

Als Abszisse ist wieder tg$i$, welches den Radien der Ringe proportional ist, als Ordinate sind die entsprechenden Werte von R, G und B benutzt.

Der Verlauf der Kurven R, G und B ist hiernach beinahe derselbe wie der Verlauf der den einzelnen λ entsprechenden Intensitätskurven, wie aus einem Vergleich mit dem Diagramm Fig. 2 hervorgeht; nur werden die Maxima und Minima für R, G und B mit wachsendem i, also wachsendem p, immer weniger ausgeprägt, weichen mehr und mehr von den Werten $\int r d\lambda$, ...(= 1) und 0 ab, während die Minimalwerte für die einzelnen Intensitätskurven immer gleich 0 und die Maximalwerte immer gleich einer Konstante sind.

$R = \int r d\lambda$ sagt aus, daß R gleich der ganzen im Weiß vorhandenen Menge ursprünglich Rot ist, daß also alle Maxima der verschiedenen Werte von λ zusammenfallen müssen; $R = 0$ sagt dasselbe für die Minima aus. Mit wachsendem Einfallswinkel, also wachsendem p, trennen sich, wie gezeigt, die den verschiedenen λ entsprechenden Minima derselben Ordnung voneinander. Dieses bewirkt eben, daß die Minimalwerte für R bzw. G und B mit wachsendem p mehr und mehr von 0 abweichen müssen. Denn im Minimum wird nur das einer Wellenlänge entsprechende Licht ganz ausgelöscht während die Intensitäten der anderen, die auch einen Beitrag zu R bzw. G und B geben, um so größer werden, je mehr die Minima sich voneinander trennen. Weil der maximale Wert für g (wie aus der Königschen Tabelle ersichtlich ist) beinahe mit der dem Umkehrpunkt der Minima entsprechenden Wellenlänge $\lambda = 545\ \mu\mu$ zusammenfällt, und weil g für die blauen Strahlen, deren Minima am meisten getrennt sind, nur kleine Werte hat, wird G im Minimum nur sehr wenig von 0 verschieden sein; mehr weicht R und am meisten B ab, weil der maximale Wert von b ziemlich weit in Blau hinein bei $\lambda =$ ca. $450\ \mu\mu$ liegt. In derselben Weise läßt sich zeigen, daß die Maximumswerte mit wachsendem p abnehmen müssen.

Aus dem Diagramm Fig. 3 wie aus dem Diagramm Fig. 2 geht hervor, daß man vom Zentrum ausgehend abwechselnd helle und dunkle Ringe bekommen muß. Beim Aufsteigen von Dunkel bis Hell bekommt man ein Gemisch von weißem Licht, dessen Intensität durch die dreimalige Ordinate der untersten Kurve, also hier der B-Kurve, ausgedrückt ist, weil $R = G = B$ Weiß entspricht, und außerdem ein Gemisch von ursprünglich R und G, das einer gelbgrünen Spektralfarbe entspricht, deren Intensität durch die Summe des Überschusses von R und G über B gegeben ist. Das Verhältnis zwischen dem Überschuß von R und G ändert sich während des Aufsteigens beinahe nicht, die Farbe des entsprechenden Lichts also beinahe auch nicht; nur mengt sich allmählich so viel Weiß hinein, daß das Ganze zuletzt auf das Auge einen weißen Eindruck macht. Beim Abfall von Hell bis Dunkel hat man ein Gemisch von weißem Licht, dessen Intensität ebenfalls durch die dreimalige Ordinate der untersten Kurve, also hier der G-Kurve, vertreten ist, und etwas farbiges Licht, das von ursprünglich Blau und ein wenig Rot zusammengesetzt ist. Auch hier ändert sich die Farbe des entsprechenden Lichts nur wenig auf der ganzen Strecke zwischen Maximum und Minimum und wird auch hier gegen Maximum hin mit so viel Weiß gemischt, daß das Ganze einen weißen Eindruck macht. Im Maximum und Minimum, wo die Farbe des zu Weiß gemischten Lichts von Gelbgrün in Blauviolett übergeht, findet ein rasches Wechseln von Farben statt; diese Farben machen sich aber, wie schon gesagt, nicht bemerkbar.

Zur Bestimmung der Wellenlänge der zu Weiß hinzukommenden Spektralfarbe verfährt man am leichtesten so: man sucht zwischen den drei Größen R, G und B die kleinste auf, z. B. B, bildet die Differenzen $R-B$, $G-B$, danach $\frac{G-B}{R-B}$ und sucht in der Königschen Tabelle, mit welcher man in derselben Weise

Tabelle XI.

	i	tg i	100 R	100 G	100 B	$R-G$	$B-G$	$R-B$	$G-B$	$\frac{B-G}{R-G}$	$\frac{G-B}{R-B}$
Erster Ring, Abfall . . .	22°	0,4040	49.6	48,2	59,5	1,4	11,3			8,1	
Erster Ring, Aufsteigen . .	28°	0,5317	35,1	37,2	21,5			13,6	15,7		1,16
Zweiter Ring, Abfall . . .	34°	0,6745	52,0	49,0	73,0	3,0	24,0			8,0	
Zweiter Ring, Aufsteigen .	39°	0,8098	51,7	55,8	25,3			26,4	30,0		1,14

verfahren hat,[7] die gefundene Zahl auf; die entsprechende Wellenlänge ist die gesuchte.

Um die Farben zu bestimmen, die sich beim Aufsteigen und beim Abfall zeigen, kann man aus den in der Tabelle X gegebenen Werten diejenigen vier Gruppen benutzen, welche in nachstehender Tabelle XI aufgeführt sind.

Aus der Königschen Tabelle hat man:

λ	$\frac{g-b}{r-b}$
560 $\mu\mu$	1,35
570 „	1,10
580 „	0,96

Hieraus geht hervor, daß die gelbgrüne Farbe der Spektralfarbe etwa $\lambda = 571$ $\mu\mu$ entspricht. Für die blauviolette Farbe, die sich beim Abfall zeigt, ist die Bestimmung von $\frac{B-G}{R-G}$ wegen des hierin eingehenden sehr kleinen Werts von $R-G$ sehr ungenau; weil ferner für die zu bestimmenden Wellenlängen das Verhältnis $\frac{b-g}{r-g}$ (nach der Königschen Tabelle bestimmt) nur sehr wenig mit λ variiert, so läßt sich hier die entsprechende Wellenlänge nicht in dieser Weise festsetzen.

Bemerkt man aber, daß die Farben an den beiden Seiten eines Minimums beinahe komplementär sind, weil sie sich, wie aus den Diagrammen Fig. 2 und 3 hervorgeht, beinahe zu Weiß ergänzen, kann man die Königsche Bestimmung von komplementären Farben benutzen und bekommt dann die Wellenlänge der blauvioletten Farbe nahezu als 450 $\mu\mu$ bestimmt.

Beobachtet man mit parallelen Nicols statt mit gekreuzten, hat man beim Apophyllit das Auffallende, daß man ganz dieselbe Erscheinung für die isochromatischen Kurven bekommt, nämlich abwechselnd weiße und schwarze Ringe von ganz denselben Farben begrenzt und in ganz derselben Reihenfolge vom Zentrum aus gerechnet. Das es so sein muß, erklärt sich aus den Diagrammen, wenn man bemerkt, daß die Intensitäten in diesem Falle durch dieselben Kurven repräsentiert sind, nur dieses Mal von der Linie 1 aus gerechnet, und daß die Farben, welche die Minima begrenzen, komplementär sind.

Eine andere Reihenfolge der Minima, als die hier gefundene, würde unter den erwähnten Bedingungen dasselbe Phänomen, nur mit anderen Farben, ergeben.

Bei Kristallen wie Kalkspat und Quarz, die nahezu die Newtonschen Farben zeigen, ist $n_2 - n_1$ annähernd konstant, $\frac{n_2 - n_1}{\lambda}$ also umgekehrt proportional mit λ. Hieraus folgt, daß die Minima der verschiedenen Ordnungen sich nicht getrennt halten, sondern ineinander greifen, besonders bei höheren Werten von p. Man bekommt daher immer wechselnde Farben, die zuletzt in Grau oder Weiß übergehen, weil zuletzt so viele verschiedenfarbige Maxima der verschiedenen Ordnungen an dieselbe Stelle fallen, daß das Licht sich als Weiß zeigt.

Kopenhagen.

(Eingegangen 18. September 1906.)

Ein magnetischer Deklinograph mit selbsttätiger Aufzeichnung.

Von W. G. Cady.

So genau und zufriedenstellend die neueren Magnetographen mit photographischer Aufzeichnung im allgemeinen sonst auch sind, so lassen sie doch, selbst auf magnetischen Observatorien, aus zwei Gründen manches zu wünschen übrig. Diese beiden Gründe haben denn auch dazu geführt, ihre weitergehende Verwendung für theoretische und technische Zwecke sowie an Lehranstalten zu beschränken. In erster Linie sind es die Kosten und die Unbequemlichkeiten der photographischen Prozesse im Verein mit der Notwendigkeit, das Instrument in einem verdunkelten Raume zu verwenden; und zweitens ist es der Umstand, daß man über die Art und Weise, wie sich soeben der Erdmagnetismus verändert hat, nichts erfahren kann, solange die Aufzeichnungen noch nicht entwickelt worden sind. Für viele magnetische Untersuchungen würde es aber von großem Vorteil sein, in jedem beliebigen Zeitpunkt den magnetischen Charakter des Tages zu kennen. Wenn ferner der Magnetograph selbsttätig das Vorhandensein einer magnetischen Störung ankündigen könnte, so würde ein solcher „Gewittermelder" in all den Fällen von sehr großem Nutzen sein, wo es sich um eine besondere Untersuchung magnetischer oder solarer Stürme handelt.

Seit einer Reihe von Jahren hat der Verfasser mit Unterbrechungen versucht, ein Instrument herzustellen, welches die oben genannten Vorzüge so gut wie irgend angängig in sich vereinigt. Im Juniheft des Jahrgangs 1904 des „Terrestrial Magnetism" ist ein vorläufiger Bericht über die mit einem einfachen Versuchsapparate gewonnenen Ergebnisse veröffentlicht worden. Seit jener Zeit habe ich verschiedene Verbesserungen vorgenommen und einige Neuerungen angebracht. Das Instrument, dessen Beschreibung ich im folgenden geben werde, ist eines der beiden, welche für das „Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution" gebaut worden sind, und von denen eines nunmehr in dem „Solar Observatory" auf dem Mount Wilson in Kalifornien in Betrieb ist.

Diese Instrumente besitzen, wie sich aus dem Folgenden ergeben wird, nicht den hohen Grad von Genauigkeit, wie ihn die Instrumente mit photographischer Aufzeichnung aufzuweisen haben; sie sind aber einfach und lassen sich leicht einstellen; sie können überall aufgestellt werden, vorausgesetzt, daß sie ein festes Fundament haben, und können in beliebiger Richtung orientiert werden; sie zeichnen die Änderungen der Deklination in sichtbarer Schrift mit Tinte auf und lassen ein elektrisches Läutewerk ertönen, sobald die Deklination zu der in Frage kommenden Tageszeit um mehr als einen vorgeschriebenen Betrag von ihrem Normalwerte abweicht. Nimmt man an den Instrumenten eine geringe Abänderung vor, so kann man sie, wenn man sie in geeigneter Weise gegen Temperaturschwankungen schützt, auch benutzen, um eine sichtbare Aufzeichnung der magnetischen Horizontalintensität zu erhalten. Das ihnen zugrunde liegende Prinzip dürfte vielleicht mit Vorteil auch in anderen Fällen Anwendung finden, wo es wünschenswert ist, eine sichtbare Aufzeichnung der kleinen Schwankungen schwacher physikalischer Kräfte zu erhalten.

Das Prinzip des Instrumentes ist folgendes: Die Bewegungen einer aufgehängten Magnetnadel werden mittels eines aufgehängten empfindlichen Glashebels auf eine am Ende eines langen Armes angebrachte Federspitze übertragen. Das Hebelsystem ist demnach einigermaßen ähnlich dem in dem Seismographen von Bosch-Omori angewandten, mit der Ausnahme, daß keine Zapfen zur Verwendung kommen. Die im Erdfelde auf eine Magnetnadel wirkende Richtkraft ist nämlich um so viel schwächer als die, welche im Falle eines massiven Horizontalpendels wirkt, daß ich es für das Beste gehalten habe, die zwar geringe, aber doch unsichere Reibung von Zapfen zu vermeiden. Ein Papierstreifen, welcher unter der Feder hindurchgeht, wird mittels eines Elektromagneten periodisch gehoben und mit der Federspitze in Berührung gebracht und dann unmittelbar nach dieser Berührung um eine kurze Strecke weitergeführt. Auf diese Weise erhält man eine Reihe von Punkten, die praktisch eine zusammenhängende Linie bilden.

In der nachstehenden verkleinerten Reproduktion einer Photographie, Fig. 1, stellt

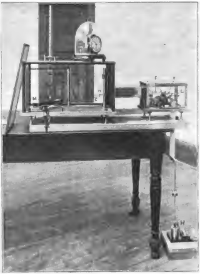


Fig. 1.

M die Magnetnadel dar. Diese ist ein Stab von 25,5 × 3,0 × 0,85 cm und hängt an einem Draht A aus Phosphorbronze im Innern einer massiven Kupferdämpfung. Von der Magnetaufhängung nach rechts erstreckt sich der leichte „Magnetarm" C aus Messing, an dessen abgewandtem Ende zwei senkrechte Glasstäbe D, die „Antennen", von ungefähr 0,2 mm Durchmesser und 1 mm gegenseitigem Abstand in einer zu C senkrechten Ebene angekittet sind. An einem Quarzfaden B hängt das Federsystem. Dieses besteht aus einer leichten Glaskapillare von 30 cm Länge mit einem Behälter, der mehrere Tropfen Tinte aufzunehmen vermag. Ein an dem Quarzfaden B hängender Messingrahmen hält diesen Behälter fest, während sich die Feder nach rechts hin durch ein rechteckiges Verbindungsrohr aus dem größeren in das kleinere Gehäuse erstreckt. Diese Form der Feder ist einfacher als der „Siphon Recorder", und dabei kann der Behälter eine Menge Tinte fassen, die für 1—3 Wochen vorhält. Beide Gehäuse haben Glaswände in Messingrahmen und Grundplatten aus Schiefer. Das größere Gehäuse trägt nur die Aufhängungen für das

Digitized by Google

Magnet- und Federsystem, während sich in dem kleineren die Aufzeichnungsvorrichtung befindet. Von dem aufgehängten Rahmen, der die Feder hält, erstreckt sich nach links ein horizontaler Glasstab von $80 \times 0,3$ mm. Dieser geht zwischen den Antennen hindurch. Der Quarzfaden *B* wird nun so stark tordiert, daß dieser horizontale Stab zu leichter Berührung mit einer der Antennen kommt. Dann dient diese Antenne zur Übertragung der Bewegungen der Nadel auf die Feder, während die andere Antenne einfach dazu dient, die Feder nach einer heftigen Störung wieder zur Ruhe zu bringen. Die Empfindlichkeit des Instrumentes hängt ab von der Entfernung zwischen den Antennen und dem Quarzfaden *B*. Diese Entfernung läßt sich beliebig einstellen. Man kann so Empfindlichkeiten erreichen, bei denen 1 mm in der Aufzeichnung einer Änderung der Deklination von etwa 1 bis zu 5 und mehr Bogenminuten entspricht. Für die Wahl der Empfindlichkeit ist die Frage ausschlaggebend, ob der Deklinograph zu quantitativen Messungen oder nur als magnetischer Sturmmelder dienen soll.

Die Aufzeichnungsvorrichtung in dem kleineren Gehäuse besteht aus einem Messingrahmen, der bei *E* auf einer Achse in Zapfen gelagert ist. An der Unterseite trägt dieser Rahmen senkrecht unter der Achse eine Rolle, auf welche ein Papierstreifen von etwa 18 m Länge und 10 cm Breite aufgewickelt ist. Dieser hat nahe seiner einen Kante eine Reihe von Löchern im Abstand von einem halben Zoll voneinander. Von der Rolle aus geht das Papier um eine Trommel *F*, die eine Reihe von kurzen Zähnen trägt, welche in die Löcher des Papierstreifens eingreifen. Von der Trommel aus läuft das Papier zunächst wieder um ungefähr 15 cm zurück, geht darauf über eine Walze und durch einen Schlitz in der Grundplatte nach unten. Am rechten Ende des Rahmens, bei *G*, ist ein Stab befestigt, der zu dem Kern des Elektromagnets *H* hinunterführt. Dieser Elektromagnet hat Hülsenform und einen Eisenpanzer. Der magnetische Kreis ist so gut geschlossen, daß seine Einwirkung auf die Deklinationsnadel vernachlässigt werden kann. So oft der Strom aus einer Batterie von 3—4 Trockenelementen durch die Spulen dieses Magnets fließt, wird der Kern nach unten gezogen und die Trommel *F* so weit angehoben, daß sie die Spitze der Feder berührt. Wird der elektrische Stromkreis geöffnet, so sinkt die Trommel wieder und wird dabei gleichzeitig selbsttätig mittels Zahnrads und Sperrklinke gedreht, so daß der Papierstreifen um ein Drittel Millimeter weiterruckt. Der Stromkreis des Elektromagnets steht durch ein Relais mit einem elektrischen Kontakt an der Uhr *K* in Verbindung. Diese Uhr kann natürlich in beliebiger Entfernung von den übrigen Teilen des Instrumentes aufgestellt sein. Der Kontakt an der Uhr kann so eingestellt werden, daß er jede halbe Minute, jede Minute, oder alle fünf Minuten, je nach Wunsch, einen Punkt aufzeichnen läßt. Solange sich die Trommel unten befindet, schwingt die Spitze der Feder frei ungefähr 3 mm über der Trommeloberfläche. An derselben Stütze, welche die Aufhängung der beweglichen Feder trägt, ist eine zweite Feder unverrückbar befestigt. Diese verzeichnet eine Grundlinie nahe am Rande des Papierstreifens.

Damit man die Feder leichter auf einen beliebigen Punkt des Papierstreifens einstellen kann, ist ein kleiner Richtmagnet, der von außerhalb des Gehäuses eingestellt werden kann, senkrecht über dem Torsionskopf der Deklinationsnadel angebracht.

Aus der vorstehenden Beschreibung ersieht man deutlich, daß man die Deklinationskurve bis zu dem Zeitpunkte, der dem letzten Punkte entspricht, mit einem Blick übersehen kann, wenn man von oben her durch den Glasdeckel des kleineren Gehäuses schaut. Man kann die Kurve auch aus der Entfernung, etwa von einem anderen Gebäude aus, beobachten, wenn man zu diesem Zweck daselbst ein kleines Fernrohr, erforderlichen Falles unter Anbringung eines reflektierenden Spiegels, aufgestellt hat.

Da das Instrument auch als „Sturmmelder" gedacht ist, so ist es noch mit einem Läutewerk versehen, daß dem Beobachter jede größere Änderung in der Deklination selbsttätig anzeigt. Zu diesem Zwecke ist an das Ende der Schreibfeder, ungefähr 3 cm von ihrer Spitze entfernt, eine Feder aus Phosphorbronzeband so angekittet, daß sie jedesmal, wenn die Schreibfeder angehoben wird, einen elektrischen Kontakt zwischen zwei festen Messingplatten herstellt. Von diesen Platten, deren Befestigung links von der Trommel *F* zu sehen ist, führen Drähte zu einer elektrischen Batterie und einer Klingel. Der mittlere Teil einer dieser Platten ist jedoch mit Glimmer bedeckt; solange daher die Feder unterhalb dieses Teiles bleibt, kann der elektrische Stromkreis nicht hergestellt werden. Wenn sich aber die Deklination genügend ändert, um die Feder über den Rand der Glimmerbelegung hinaus zu heben, so drückt die Trommel, jedesmal, wenn ein Punkt geschrieben wird, durch Anheben der Schreibfederspitze die Phosphorbronzefeder gegen die Kontaktplatten und bringt dadurch das Läutewerk zum Ertönen. Hieraus geht deutlich hervor, daß das Läuten der Klingel in keiner Weise die Bewegungsfreiheit des beweglichen Systems beeinträchtigt.

Es ist natürlich wünschenswert, die Grenzen, innerhalb welcher die Deklination als „normal"

28 Apr '06

Fig. 2.*)

angenommen werden soll, so eng wie möglich zu nehmen. Würden die Kontaktplatten nun unbeweglich sein, so müßte die normale Zone mindestens so weit gewählt werden, wie sich im Durchschnitt die täglichen Schwankungen erstrecken. Statt dessen ist die Einrichtung getroffen, daß die Platten in Übereinstimmung mit dem durchschnittlichen Gange der täglichen Schwankungen vorwärts und rückwärts bewegt werden, und zwar erfolgt diese Führung durch einen Daumen, der vermittels eines an dem beweglichen Messingrahmen angebrachten Zahngetriebes in 24 Stunden einmal gedreht wird. Dieser Daumen ist mit großer Sorgfalt so geschnitten, daß er im allgemeinen dem durchschnittlichen Verlaufe der täglichen Schwankungen angepaßt ist, wie sich dieser aus einer großen Anzahl von Beobachtungen ergeben hat. Es ist eine Justiervorrichtung angebracht, welche die Amplitude der Bewegung zu verändern gestattet. Infolgedessen kann zu verschiedenen Zeiten des Jahres und an verschiedenen Orten derselbe Daumen verwendet werden. Der Daumen ist in der Fig. 1 hinter der Trommel *F* sichtbar.

Das Zahnrad, das den Daumen bewegt, ist noch mit besonderen Zähnen versehen; durch diese wird die Feder, welche die Grundlinie aufzeichnet, bei jedem dreißigsten Punkt ein wenig verschoben. Auf diese Weise werden, wenn das Instrument mit normaler Geschwindigkeit läuft, die Stunden und die halben Stunden selbsttätig in der Grundlinie hervorgehoben.

Nach einer plötzlichen großen Ablenkung der Schreibfeder braucht das System nahezu 30 Sekunden, um wieder zur Ruhe zu kommen. Unter diesen Umständen kann es vorkommen, daß der nächstfolgende Punkt etwas fehlerhaft aufgezeichnet wird, und daß dann zwei oder drei Punkte geschrieben werden müssen, um die Kurve wieder auf ihren wahren Wert zurückzubringen. Dieses „Kriechen" ist die Folge einer Reibung zwischen den Antennen und dem horizontalen Glasstab, und eben um es auf ein Mindestmaß zurückzuführen, ist eine so starke Deklinationsnadel gewählt worden. Es ist durchaus notwendig, daß die Glasoberflächen frei von Staub und Fett sind, bevor das Instrument in Gang gesetzt wird. Dieses Kriechen der Punkte ist indessen sehr gering, ausgenommen während beträchtlicher magnetischer Störungen. Unter gewöhnlichen Verhältnissen ist der Wert für die Deklination, wie er sich aus einem einzelnen Punkte bestimmt, wahrscheinlich bis auf $\pm$ 0,3 richtig. Diese Genauigkeit ist allerdings geringer, als die der photographisch aufzeichnenden Deklinographen, sie ist aber für viele Zwecke, wo nach quantitativen Werten gefragt wird, noch vollkommen ausreichend.

Ein Näherungswert für die Empfindlichkeit läßt sich unmittelbar aus den Abmessungen herleiten. Genauere Resultate erhält man, wenn man die Nadel mittels eines Hilfsmagnets um einen zu beobachtenden Winkel ablenkt und diesen Winkel mit der Verschiebung der Punkte auf dem Papier vergleicht. Zu diesem Zwecke ist an dem Magnetgehänge ein Spiegel angebracht, dessen Lage man mittels eines kleinen Fernrohrs und einer Skala beobachtet, die auf der Grundplatte des Instrumentes (s. Fig. 1) befestigt sind. Der zur Ablenkung dienende Magnet wird in eines der Löcher eines abnehmbaren Rohres gesteckt, das senkrecht unmittelbar über der Nadel *M* steht, und so gerichtet, daß er eine Ablenkung vom gewünschten Betrage hervorbringt.

In der Fig. 2 ist ein Teil einer fortlaufenden Aufzeichnung von mehreren Metern Länge wiedergegeben. Diese Aufzeichnung stellt die magnetische Störung vom 28. April 1906 dar. Die Empfindlichkeit ist derart, daß ein Millimeter in der ursprünglichen Aufzeichnung einer Ablenkung von ungefähr 1,2 Minuten entspricht; die Punkte werden in Zwischenräumen von je einer Minute verzeichnet; demgemäß entfallen 20 mm auf eine Stunde. Zunehmende Ordinaten entsprechen zunehmender westlicher Deklination.

*) Die Kurve ist auf die Hälfte verkleinert, wobei die Schärfe der Aufzeichnung nur mangelhaft wiedergegeben ist.

Wesleyan University, Middletown, Conn., 3. Sept. 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. September 1906.)

Über den durch die Schwingungen eines Flüssigkeitstropfens hervorgebrachten Pfeifton und seine Anwendung.

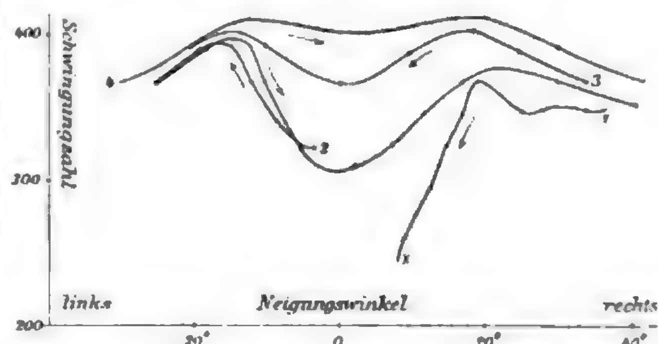
Von T. Terada.

Das eine Ende einer Glasröhre von ungefähr 5 mm innerem Durchmesser und 1 mm Wandstärke wird in der Gebläseflamme erhitzt, bis sich das geschmolzene Ende zu einer runden Tülle zusammenzieht und nur in der Mitte eine enge Öffnung von weniger als einem halben Millimeter Weite übrig läßt. Das andere Ende dieser Röhre verbindet man durch einen Kautschukschlauch mit einem Windkessel von beträchtlicher Kapazität, auf welchen eine konstante Belastung druckt. Die Tülle wird mit einem Tropfen Flüssigkeit benetzt. Öffnet man dann den Hahn des Windkessels, so entweicht die Luft durch die Tülle und bringt einen reinen musikalischen Ton hervor, dessen Tonhöhe sowohl von den Abmessungen der Tülle als auch von der Menge und der Natur der Flüssigkeit abhängt und sich ferner mit dem Luftdruck im Innern und der Neigung der Röhre gegen die Vertikale ändert. Die im folgenden mitgeteilten Experimentaluntersuchungen wurden in der Absicht angestellt, den Einfluß dieser Faktoren auf die Tonhöhe zu bestimmen.

1. Der Einfluß der Neigung und der Tropfengröße.

Die Röhre wurde an einem vertikalen Teilkreis befestigt. Der Luftstrom wurde unter konstantem Druck zugeführt, und dieser Druck wurde an einem Wassermanometer abgelesen. Zunächst wurde die Röhre senkrecht mit abwärts gerichteter Tülle eingestellt und eine möglichst große Flüssigkeitsmenge an die Tülle gebracht. Darauf wurde dann die Röhre mehr und mehr geneigt, und es wurden die Neigungswinkel verzeichnet, unter denen der Ton mit den aufeinander folgenden Tönen einer Stimmgabelreihe in Einklang stand.

Die Neigung wurde nach beiden Seiten von der senkrechten Stellung aus bewerkstelligt. Alsdann wurde zunächst der Flüssigkeitstropfen um eine geringe Menge vermindert und eine Wiederholung der Versuchsreihe ausgeführt. Wenn der Flüssigkeitstropfen groß ist, so tritt bei senkrecht abwärts gerichteter Tülle ein Sprudeln der Flüssigkeit ein. Aus diesem Grunde wurde mit den Beobachtungen bei einer ein klein wenig geneigten Stellung begonnen. In diesem Falle steigt die Tonhöhe schnell mit der Neigung an, während gleichzeitig die Tonstärke abnimmt. Wenn man die Neigung noch weiter vermehrt, so sinkt die Tonhöhe ein wenig, schwankt alsdann innerhalb eines kleinen Intervalles und geht dabei durch mehrere schwache Maxima und Minima, und der Ton klingt im allgemeinen bis zur völligen Stille ab. Wenn man den Tropfen verkleinert, so nimmt der Einfluß der Neigung ab. Die Tonhöhe in der Vertikalstellung steigt alsdann beträchtlich an, wogegen die Tonhöhe bei großer Neigung nur um ein Geringes ansteigt. Die Wirkung ist im allgemeinen nicht symmetrisch für die Neigungen nach entgegengesetzten Richtungen, was anscheinend auf Unregelmäßigkeiten in der Gestalt der Tülle zurückzuführen ist. Bei einer unsymmetrischen Tülle ist die maximale Steigerung der Tonhöhe infolge der Neigung größer in der Lage, in welcher die vorspringende Seite sich oberhalb der eingezogenen befindet, als in der entgegengesetzten Lage.



In der Figur sind die mit einer Röhre bei Verwendung von Olivenöl als Flüssigkeit an der Tülle erhaltenen Ergebnisse dargestellt. Die Schaulinie 1 entspricht einer Versuchsreihe mit großem Tropfen. An der mit × bezeichneten Stelle begann die Flüssigkeit zu sprudeln. Die Kurven 2, 3 und 4 zeigen, wie sich die Tonhöhe infolge allmählicher Verkleinerung des Tropfens ändert.

2. Der Einfluß der Abmessungen der Tülle.

Ich stellte mehrere Röhren mit verschieden großen Tüllen her und führte die Versuchsreihen mit derselben Flüssigkeit aus. Da die Tonhöhe stark von der Größe des Flüssigkeitstropfens abhängig ist, so war es nicht gerade leicht, ausschließlich den Einfluß der Abmessungen der Tülle zu untersuchen. Um die Unsicherheit wegen der Flüssigkeitsmenge zu vermeiden, wählte ich zwei Fälle aus, nämlich erstens den Fall, daß die Tülle so viel Flüssigkeit enthielt wie nur irgend möglich, und zweitens den Fall, daß der Tropfen so klein wie möglich war. Es zeigte sich, daß die Tonhöhe sich im ersteren Falle angenähert im umgekehrten Verhältnis wie die $^3/_2$te Potenz des Halbmessers der Tüllenmündung und im letzteren Falle im umgekehrten Verhältnis wie der Halbmesser änderte. In der folgenden Tabelle I sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt. Daselbst bedeutet R den Halbmesser der Tüllenöffnung in mm, n' die Schwingungszahl für den großen

Tropfen, n die für den kleinen Tropfen und p die Höhe der Wassersäule im Manometer.

Die verwendete Flüssigkeit war Olivenöl. Der mittlere Durchmesser der Tüllenöffnung wurde mit Hilfe eines Okularmikrometers gemessen.

Tabelle I.

$2R$ in mm	n $p = 6{,}2$ cm	n' $p = 11{,}2$ cm	Rn	$R^{3/2} n'$
0,509	205	200	58	30
0,372	292	366	54	29
0,325	368	475	60	31

3. Der Einfluß der Natur der Flüssigkeit.

Ich untersuchte verschiedene Flüssigkeiten mit einer und derselben Röhre. Das Arbeiten mit flüchtigen Flüssigkeiten war sehr schwierig, weil sich die Höhe des Tones mit der Verdampfung der Flüssigkeit schnell ändert. Ich verwandte Wasser, Olivenöl, Terpentinöl und Petroleum. Es zeigte sich, daß die Tonhöhe sich angenähert wie $\sqrt{\alpha/\varrho}$ ändert, wenn α die Kapillaritätskonstante der Flüssigkeit und ϱ ihre Dichtigkeit ist. Ich gebe zum Beleg in der Tabelle II einige der gewonnenen Ergebnisse an.

Tabelle II.

	α	ϱ	$\sqrt{\alpha/\varrho}$	n $p = 8{,}2$	$n\sqrt{\varrho/\alpha}$
Wasser	7,2	1,00	2,68	520	194
Olivenöl	3,5	0,90	1,97	370	188
Terpentinöl . . .	2,7	0,86	1,77	345	195

4. Der Einfluß des Druckes.

Bei großem Tropfen nimmt die Tonhöhe mit dem Drucke schnell zu, und in diesem Falle pflegt ein Sprudeln einzutreten. Ist der Tropfen klein, so beeinflußt der Druck die Tonhöhe nur in geringem Maße: der Ton steigt ein wenig an, geht durch einen Höchstwert und fällt dann wieder ein wenig bei zunehmender Intensität. Wenn der Druck gering ist, so hört der Ton bei mäßiger Neigung der Röhre auf; wenn man aber den Druck hinreichend steigert, so kann man in jeder Lage einen Ton hervorbringen.

Soweit erscheint es sehr wahrscheinlich, daß der Ton durch die Schwingungen des Flüssigkeitstropfens an der Tülle hervorgerufen wird. Um die Art und Weise dieser Schwingungen zu studieren, untersuchte ich die Tülle mittels eines Mikroskops. Wenn der Druck gleich null ist, so wird die Tülle durch die Flüssigkeit verstopft. Bei einem gewissen Drucke zerreißt die Flüssigkeit in der Mitte und läßt ein kleines Loch frei. Dieser kritische Druck ist um so größer, je kleiner der Halbmesser der Tüllenöffnung und je größer die Oberflächenspannung der Flüssigkeit ist. Das eben erwähnte Loch erweitert sich bei steigendem Druck; der Ton wird aber erst dann hervorgebracht, wenn die Öffnung an der Mündung soweit wie möglich geworden ist. Das auf der Flüssigkeitsoberfläche an der Tülle erzeugte Abbild einer Kerzenflamme verbreitert sich beim Beginn der Schwingungen. Die Schwingungszahl läßt sich daher stroboskopisch messen, wenn man eine durchbrochene Scheibe vor der Tülle rotieren läßt und mittels eines Mikroskops von mäßiger Brennweite beobachtet. Die Amplitude ist am größten in der Nähe der Mündung. Die Flüssigkeit erscheint in schneller Kreisbewegung.

Aller Wahrscheinlichkeit nach ist die hauptsächlichste Gegenkraft, welche die Schwingungen des Flüssigkeitstropfens unterhält, die Kapillarkraft der Flüssigkeit, und bildet die bewegte Masse einen bestimmten Bruchteil der in der Nähe der Mündung haftenden Flüssigkeit. Man darf daher wohl erwarten, daß die Schwingungszahl proportional $\sqrt{\alpha/m}$ ist, wo m die in Schwingung befindliche wirksame Masse und eine Funktion der Dichtigkeit der Flüssigkeit und des Halbmessers der Mündung ist. Wenn der Tropfen klein ist, so haftet die Flüssigkeit dicht an der inneren Wandung der Tülle und die wirksame Masse dürfte proportional ϱR^2 sein. Wenn dagegen der Tropfen groß ist und in Gestalt einer ringförmigen Lippe herabhängt, so kann man sich wohl vorstellen, daß die wirksame Masse proportional ϱR^3 ist. In diesem Falle wird der Tropfen, wenn man die Geschwindigkeit des Luftstromes steigert, beiseite geblasen, und die wirksame Masse wird verkleinert, woraus sich ein Anstieg der Tonhöhe ergibt. Der Einfluß der Neigung kann ebenfalls aus einer Verminderung der wirksamen Masse erklärt werden; der Flüssigkeitstropfen wird nämlich durch die Schwerkraft angezogen und zieht sich infolge der Neigung von der Mündung zurück.

Ich geriet auf den Gedanken, daß die Änderung der Tonhöhe auch auftreten müsse, wenn man eine magnetische Flüssigkeit anwendet und sie in ein Magnetfeld bringt. Diese Vermutung wurde durch den Versuch bestätigt. Die magnetischen Flüssigkeiten, welche ich benutzte, waren konzentrierte Lösungen von Eisenchlorid, Manganchlorid und Nickelchlorid. Benetzt man die Tülle mit einer dieser Flüssigkeiten und bringt sie dann mit abwärts gerichteter Mündung an die obere Kante der Pole eines Faradayschen Magnets[1]), so sinkt die Tonhöhe sofort, sobald man ein starkes Magnetfeld erregt. Bringt man die Tülle an die seitliche

[1]) Die Polschuhe waren kegelförmig mit einem Winkel von angenähert 54° 44'.

Kante, so daß die Röhrenrichtung zur Kante tangential verläuft, so steigt die Tonhöhe bei Erregung des Magnetfeldes. Der Anstieg und der Abfall der Tonhöhe sind beim Eisenchlorid und beim Manganchlorid beträchtlich und erstrecken sich bis über das Intervall einer Terz. Wenn man dagegen die Tulle in das gleichförmige Gebiet des Feldes bringt, so wird die Tonhöhe keineswegs in merklichem Maße beeinflußt. Wenn man die Tülle an die seitliche Kante der Pole bringt, so kann man die auf den Tropfen wirkende magnetische Kraft angenähert messen im Vergleich zu der Wirkung der Schwerkraft. Man braucht nur bei ausgeschaltetem Felde die Röhre so lange zu neigen, bis die Tonhöhe um den gleichen Betrag steigt wie durch Erregung des Feldes, und dann den Neigungswinkel zu messen. Die magnetische Anziehung, welche auf die Volumeneinheit der Flüssigkeit wirkt, ist gleich

$$\frac{k}{2}\frac{\partial H^2}{\partial r},$$

wo k die magnetische Suszeptibilität der Flüssigkeit, H die magnetische Feldstärke und r der seitliche Abstand vom Polmittelpunkt ist. Andererseits ist die auf die Volumeneinheit entfallende senkrecht nach unten gerichtete Wirkung der Schwerkraft gleich ϱg, wo ϱ die Dichtigkeit der Flüssigkeit ist. Somit ist, wenn man das Magnetfeld erregt, die Richtung der resultierenden Kraft um einen Winkel Θ geneigt, welcher durch die Gleichung

$$\text{tang}\,\Theta = \frac{k}{2\varrho g}\frac{\partial H^2}{\partial r}$$

bestimmt wird. Kennt man nun Θ und k/ϱ, so kann man hieraus $\partial H^2/\partial r$ berechnen. Die resultierende Kraft ist natürlich größer, wenn das Feld erregt ist, als wenn nur die Röhre geneigt ist, indessen ist in Wirklichkeit der Unterschied sehr gering, weil für gewöhnlich der Winkel Θ sehr klein ist. Besonders wenn der Tropfen klein ist, so ist die resultierende körperliche Anziehungskraft klein im Vergleich zu der von der Kapillarität herrührenden Oberflächenkraft, und ihre Wirkung besteht hauptsächlich darin, die Lage des Tropfens zu verändern, ohne ihn selbst in beträchtlichem Maße zu deformieren.

Zur Prüfung dieser Beziehung stellte ich den folgenden Versuch an: Ich bestimmte zunächst den Wert von k/ϱ nach der manometrischen Methode von Quincke. Die magnetische Feldstärke im Mittelpunkt der Pole wurde mittels einer von Hartmann & Braun verfertigten Wismutspirale gemessen, und der entsprechende Anstieg der Flüssigkeit in der Kapillarröhre wurde abgelesen. Wenn H die Feldstärke und h diesen Anstieg bedeutet, so haben wir:

$$\frac{k}{\varrho} = \frac{2hg}{H^2}.$$

Bringt man andererseits den Flüssigkeitsmeniskus in der Röhre an die Kante der Pole, wo die Fedstärke H' beträgt, so wird der entsprechende Anstieg h' durch die Gleichung

$$\frac{k}{\varrho} = \frac{2h'g}{H'^2}$$

gegeben, und es folgt:

$$H' = \sqrt{\frac{h'}{h}}\cdot H.$$

Für $\sqrt{h'/h}$ erhielt ich als Ergebnis aus zahlreichen Versuchen den Wert 0,81. Ich brachte alsdann die Tülle in ihre Stellung, erregte ein starkes Magnetfeld und verzeichnete den Anstieg der Tonhöhe. Darauf schaltete ich das Feld ab, neigte die Röhre, bis die Tonhöhe denselben Wert erreicht hatte wie bei erregtem Magnetfelde, und maß den Neigungswinkel. Dann ist:

$$\frac{1}{H'}\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\varrho g\,\text{tang}\,\Theta}{kH'^2}.$$

Der Mittelwert für diese Größe, den ich aus mehreren Versuchen mit verschiedenen Flüssigkeiten erhalten habe, beträgt an der Kante ungefähr 1,06, ein Wert, der durchaus einleuchtend erscheint.

Ich versuchte auch, eine metallische Tülle zu benutzen, die ich mit Amalgam befeuchtete. Es gelang mir indessen nicht, mit dieser Versuchsanordnung irgendwelchen musikalischen Ton hervorzubringen.

Der Versuch dürfte zweckmäßig Verwendung finden zum Nachweis des Magnetismus von Flüssigkeiten. Außerdem dürfte er, wie ich hoffe, in manchen Fällen zur Anwendung gelangen, wo es sich um die Messung des Gradienten veränderlicher magnetischer Feldstärken in einem kleinen Raume handelt.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Juli 1906.)

Die Temperatur fester Kohlensäure und ihrer Mischungen mit Äther und Alkohol bei verschiedenen Drucken.

Von John Zeleny und Anthony Zeleny.

1. Feste Kohlensäure und mehr noch eine Mischung, die man durch Hinzufügung von Äther und Alkohol erhält, benutzt man schon lange zum Aufrechterhalten einer bestimmten niedrigen Temperatur. Bei erniedrigtem Druck wird die Temperatur der Substanz noch weiter erniedrigt und die Kenntnis der bei irgendeinem gegebenen Druck angenommenen Temperatur liefert die Möglichkeit, Temperaturen zwischen -77^{0} und -115^{0} leicht zu erzielen und aufrecht zu erhalten. Unseres Wissens ist

noch keine genaue Untersuchung über die Variation der Temperatur der genannten Mischungen mit dem Druck ausgeführt worden, obwohl Du Bois und Wills[1]) die Temperatur von Kohlensäureschnee selbst bei verschiedenen Drucken erhalten haben.

Es bestehen zwischen den einzelnen Autoren Meinungsverschiedenheiten in bezug auf die Wirkung der Zufügung von Äther und Alkohol zu Kohlensäureschnee, und der Wert der Temperatur wird gewöhnlich ohne Rücksicht auf die Wirkung von Änderungen des Barometerdruckes angegeben. Außerdem besteht keine Übereinstimmung in betreff der für die Temperatur von Kohlensäureschnee selbst bei atmosphärischem Drucke angegebenen Werte.

Cailletet und Colardeau[2]) geben —60⁰ als die Temperatur von Kohlensäureschnee bei Atmosphärendruck und —76⁰ als die Temperatur in einem guten Vakuum an. Für eine Mischung von Kohlensäureschnee und Äther bei atmosphärischem Drucke geben sie den Wert —77⁰ und als Temperatur der Mischung in einem gutem Vakuum den Wert —103 an. Für eine Mischung von Kohlensäure und Alkohol ist der von ihnen angegebene Wert —72⁰.

Regnault[3]) gibt —78,16⁰ als den Siedepunkt von Kohlensäure an. Villard und Jarry[4]) geben die Temperatur zu —79⁰ an und bemerken, daß die auf Rechnung von Veränderungen des Barometerstandes kommenden Variationen unbeträchtlich sind, obwohl sie bei einem Drucke von 5 mm die Temperatur des Schnees zu —125⁰ finden. Sie bemerken, daß bei atmospärischem Druck durch Zufügung von Äther zu dem Schnee keinerlei Veränderung hervorgerufen wurde.

Du Bois und Wills[5]) geben die Temperatur von Kohlensäureschnee bei atmosphärischem Druck zu —79,2⁰ an, wobei eine Veränderung von 1⁰ einer Veränderung des Druckes um 55 mm entspricht.

Was die Temperatur einer Mischung von Äther und Kohlensäureschnee anbelangt, so schreibt Travers Herrn Olzewski den Wert —78,2⁰ zu.[6]) Witkowski[7]) gibt für dieselbe Mischung —78,5⁰ an. Holborn[8]) findet die Temperatur einer Mischung von absolutem Alkohol und Kohlensäureschnee bei atmosphärischem Druck zu —78,34⁰ mit einer Veränderung 0,20⁰ pro Zentimeter Druckveränderung. Kohlensäureschnee selbst ergab eine um 0,10⁰ niedrigere Temperatur.

1) Beiblätter **24**, 428.
2) Journ. de Phys. (2) **7**, 430.
3) Ann. de Chim. et de Phys. (3) **26**, 259
4) Compt. Rend. **120**, 1413.
5) loc. cit.
6) Study of Gases, S. 245.
7) Phil. Mag. (5) **41**, 301.
8) Ann. d. Phys. **6**, 245.

2. Bei den hier zu beschreibenden Versuchen wurde der Kohlensäureschnee einem Zylinder mit käuflicher flüssiger Kohlensäure entnommen. Die Temperaturen wurden vermittels eines thermoelektrischen Nickel-Eisen-Elementes gemessen. Dieses war durch Benutzung von 6 bekannten Temperaturen geeicht worden. Die beiden hierbei verwandten Temperaturen, von denen die in vorliegender Arbeit angenommenen Werte im wesentlichen abhängen, sind: 1. der oben angegebene Wert, den Holborn mit einem Wasserstoff-Thermometer für die Temperatur einer Mischung von absolutem Alkohol und Kohlensäureschnee erzielt hat, und 2. die Temperatur von siedendem Äthylen, die zu —103,9⁰ bei einem Druck von 74,0 cm angenommen wurde.[1]) Die Messungen wurden mit einem d'Arsonvalschen Galvanometer ausgeführt, das bei einer Skalenentfernung von 2,6 m Ablesungen der Temperatur bis auf 0,01⁰ gestattete. Das Element wurde nach jeder Ablenkung kurz geschlossen und die Ablesung in der Weise ausgeführt, daß alle von etwaigen thermoelektrischen Kräften in anderen Teilen des Stromkreises herrührenden Fehler eliminiert wurden. Fehler, die entweder auf Rechnung des Festhakens des Aufhängefadens oder von Hysterese[2]) kamen, wurden gleichzeitig eliminiert. Die Veränderungen der Zimmertemperatur waren so gering, daß sie keinerlei Temperaturkorrektion erforderten.

3. a) Die Aufmerksamkeit wurde zunächst auf Kohlensäureschnee gerichtet, der sich in einem offenen Gefäß befand. Bekanntlich[3]) muß der Schnee, wenn eine konstante Temperatur aufrecht erhalten werden soll, von seinem eigenen Dampf umgeben sein. Ein Glasbecher wurde mit dem Schnee fast vollständig angefüllt und die thermoelektrische Lötstelle in seinem Mittelpunkt angebracht.

Solange die Fenster des Zimmers geschlossen und die Luft recht ruhig war, blieb die Temperatur des Schnees im Becher ganz konstant auf ihrem normalen Werte; sobald aber ein Zug eintrat, fiel die Temperatur sofort erheblich. Wenn man mit einem Blasebalg über den Becher blies und auf diese Weise den Dampf schnell entfernte, so konnte man die Temperatur um mehr als 15⁰ erniedrigen.

Ein Stück des Schnees wurde oberhalb der Lötstelle angebracht und über dem Tisch gehalten, so daß der gebildete Dampf von dem festen Stück aus nach unten fließen konnte; seine Temperatur sank dann mehr als 10⁰ unter die normale Temperatur.

1) Travers, Study of Gases, S. 243 (Wroblewki, Witkowski, Ramsay und Travers).
2) A. Zeleny, Phys. Rev. **23**, 1906.
3) M. Faraday, Phil. Trans., S. 155, 1845; Du Bois und Wills, loc. cit.

Ein mit dem Schnee nur teilweise gefülltes Gefäß, das am besten verkorkt wird, so daß nur ein kleiner Spielraum bleibt, entspricht am besten dem Zwecke der Aufrechterhaltung einer konstanten Temperatur. Der Schnee muß jedoch gut zusammengepackt sein, so daß er mit der Lötstelle guten Kontakt bildet; sonst kann er eine etwas zu hohe Temperatur liefern. Andererseits scheint das durch das Zusammenpacken des Schnees verursachte Rühren die Verdampfung zu beschleunigen und so eine kleine zeitweilige Verringerung der Temperatur zu erzeugen.

b) Weiterhin wurde eine Mischung von Äthyl-Äther und Kohlensäureschnee in dem Glasbecher angebracht. Die Temperatur dieser Mischung blieb sehr konstant und unbeeinflußt durch einen leichten Zug; durch kräftiges Blasen mit dem Blasebalg über die Mischung hin erniedrigte man ihre Temperatur nur um 0,02°. Es scheint, daß die durch den Luftzug empfangene Wärme fast völlig die Abkühlung ausgleicht, die durch die schnellere Verdampfung infolge des Wegblasens von Dampf erzielt wird. Nachdem man mit dem Blasen einige Zeit fortgefahren war, nahmen jedoch die obersten Teile der Oberfläche eine weißliche Farbe an, als ob der Äther von dort vollständig verdampft worden wäre und den klaren Schnee bloßgelegt hätte. Wenn dieser Punkt erreicht war, wurde die Verdampfung beschleunigt. Dann begann die Mischung sich ganz wie bei klarem Schnee abzukühlen. Wenn man dann weiter blies, so erniedrigte man die Temperatur des Ganzen um mehrere Grade.

Unter normalen Verhältnissen ist jedoch die Temperatur der Mischung auffällig konstant[1]), solange der Schnee feucht und solange nicht genügend Äther vorhanden ist, daß sich über dem Schnee eine flüssige Oberfläche bilden konnte.

Wenn man die Mischung umrührte, so zeigte die Temperatur das Bestreben, zeitweilig um ungefähr 0,02° zu fallen. Kurz nach der Herstellung der Mischung wurde ein zeitweiliges Sinken der Temperatur um ganze 0,5° beobachtet. Diese Temperaturveränderung verschwindet jedoch bald und dürfte daher rühren, daß sich etwas Schnee in dem Äther auflöst.

c) Eine Mischung wurde hierauf aus absolutem Alkohol und dem Kohlensäureschnee hergestellt und in den Glasbecher eingebracht. Wenn diese Mischung ihre niedrigste Temperatur annehmen sollte, so mußte sie ganz dick sein und zwar weit dicker als dies bei der Äthermischung nötig ist. In der ganzen Masse der Mischung darf keine freie Flüssigkeit zu sehen sein. Wenn man einen starken Luftstrom mit dem Blasebalg über die Mischung blies, so erzeugte man eine Temperaturerhöhung von ungefähr 0,2°. Die durch die beschleunigte Verdampfung an der Oberfläche hervorgerufene Abkühlung reicht in diesem Falle nicht aus, um die dem Luftstrom entnommene Wärme auszugleichen. Ein verstärktes Sieden im Innern der Masse verhindert jedoch ein allzu hohes Anwachsen der Temperatur. Wenn mit dem Blasen fortgefahren wurde, so verdampfte die Wärme des Luftstromes in kurzer Zeit so viel von der Kohlensäure, daß die Masse infolge eines Überschusses von Alkohol zu naß wurde; das Sieden wurde sehr lebhaft und die Temperatur nahm recht schnell zu.

d) Man ersieht hieraus, daß von den drei Kältemitteln — trockener Kohlensäureschnee, Mischung von absolutem Alkohol und Kohlensäureschnee und Mischung von Äther und Kohlensäureschnee — letztgenanntes sich am besten zur Aufrechterhaltung einer gleichförmigen Temperatur eignet. Die absolute Temperatur aller drei Kältemittel zeigte sich jedoch übereinstimmend, wenn sie in einem tiefen Gefäß untergebracht wurden, so daß sie von ihrem eigenen Dampf umgeben waren. Die bei den drei Kältemitteln zu verschiedenen Zeiten bei dem gleichen Barometerdruck beobachteten Unterschiede betrugen nicht mehr als 0,02°.

4. Die Temperatur der drei Kältemittel wurde hierauf gemessen, während sie verschiedenen Drucken ausgesetzt waren. In einigen Fällen wurden die Substanzen in einem langen zylindrischen Dewarschen Gefäß von 4 cm Durchmesser angebracht. Die Öffnung wurde mit einem Gummipfropfen verschlossen, durch den das thermoelektrische Element hindurchging und von dem aus ein Gummischlauch nach einem offenen Quecksilberthermometer und einer Wasserpumpe führte. Ein Gefäß von großem Volumen wurde in Reihe geschaltet, so daß die von der Ungleichmäßigkeit der Pumpe herrührenden Veränderungen teilweise ausgeglichen wurden. In anderen Fällen wurde das Dewarsche Gefäß durch eine Glasröhre von gleichem Durchmesser ersetzt. Der Vorteil hiervon war, daß es innerhalb eines großen Dewarschen Zylinders angebracht werden konnte, der es vor Wärme schützte; wenn jedoch die Temperatur erhöht werden sollte, konnte die Röhre fortgenommen und der Prozeß bedeutend beschleunigt werden.

Um Drucke von mehr als einer Atmosphäre zu erzielen, wurde der von dem Behälter ausgehende Gummischlauch teilweise vermittels einer Schraubenklemme geschlossen. Auch beim Einstellen auf niedrigeren Druck wurde der von dem Gefäß ausgehende Gummischlauch in geeignetem Maße mit der Schraubenklemme

1) Wir konnten keine Temperaturveränderung beobachten, wenn ein Gefäß mit der Mischung so bedeckt wurde, wie dies von F[illegible] (loc. cit.) beschrieben wird.

geschlossen, während die Wasserpumpe bei konstantem Druck betätigt wurde. Durch Beobachten der Angaben des Manometers und sorgfältige Benutzung dieser Schraube konnten die Druckveränderungen leicht innerhalb der Grenzen eines Millimeters gehalten werden.

Die Temperatur des Kältemittels nimmt ihren Endwert weit schneller an, wenn man von einer höheren nach einer niedrigeren Temperatur ausgeht als im umgekehrten Falle. Im ersten Falle kühlt die schnelle Verdampfung die Mischung schnell auf ihre Endtemperatur ab, während im zweiten Falle die Wärme durch die Wände des Gefäßes hindurch gelangen muß. Es ist daher besonders wünschenswert, wenn ein Dewarscher Zylinder benutzt wird, auf jede Temperatur von einer höheren aus heranzukommen. Mit dem Schutze des Dewarschen Gefäßes verdampfen die Kältemittel selbst bei niedrigem Druck nur langsam, und jede beliebige Temperatur läßt sich daher ohne Veränderung des Materials lange Zeit aufrecht erhalten.

5. Acht Reihen Ablesungen mit mehr als hundert Beobachtungen wurden mit den drei Kältemitteln vorgenommen. Die erzielten reduzierten Werte wurden in großem Maßstabe aufgetragen und die für die drei Substanzen geltenden Punkte erwiesen sich als sämtlich zu ein und derselben Kurve gehörig. Hieraus schlossen wir, daß die Temperaturen der drei Substanzen bei jedem beliebigen Druck die gleichen sind. Daher wurde eine einzige Kurve durch alle erzielten Punkte hindurch gezogen. Die Übereinstimmung der Beobachtungen war im allgemeinen gut, obwohl einige der Einzelpunkte um bis 0,5° von der Hauptkurve abweichen. Die Beobachtungen mit der Alkoholmischung erstreckten sich nicht unterhalb von 100°.

Die Werte der Temperaturen bei den verschiedenen Drucken wurden von der so erhaltenen Kurve abgelesen; die Ergebnisse sind in nebenstehender Tabelle wiedergegeben.

Man ersieht hieraus, daß bei atmosphärischem Druck die Temperatur der Mischungen bei einer Veränderung des Druckes um 1 cm um 0,17° variiert. Dieses Verhältnis nimmt zu, wenn man den Druck vermindert, so daß es bei einem Druck von 2 cm mehr als 20mal so groß ist.

Die von Du Bois und Wills (loc. cit.) für die Temperatur von Kohlensäureschnee angegebenen Werte sind um 1—2° niedriger als die von uns für den Schnee und dessen Mischungen mit Äther und Alkohol bestimmten. So ist z. B. bei dem Druck von 76 cm ihr Wert —79,2° und bei 4 cm Druck —112°. Die Unterschiede scheinen auf Rechnung der beim Kalibrieren der thermoelektrischen Elemente angenommenen Grundtemperaturen zu kommen.

Die Temperaturen von Kohlensäureschnee und seinen Mischungen mit Äther und Alkohol bei verschiedenen Drucken.

Druck in Zentimeter Quecksilber	Temperatur in °C	Druck in Zentimeter Quecksilber	Temperatur in °C
2	—116,7	44	—85,20
3	—112,9	46	—84,60
4	—110,0	48	—84,10
5	—107,8	50	—83,60
6	—106,0	52	—83,10
7	—104,5	54	—82,60
8	—103,2	56	—82,20
9	—102,1	58	—81,80
10	—101,1	60	—81,40
12	— 99,4	62	—80,90
14	— 97,9	64	—80,50
16	— 96,5	66	—80,10
18	— 95,3	68	—79,76
20	— 94,2	70	—79,40
22	— 93,2	72	—79,04
24	— 92,2	73	—78,86
26	— 91,3	74	—78,68
28	— 90,5	75	—78,51
30	— 89,7	76	—78,34
32	— 89,0	77	—78,17
34	— 88,3	78	—78,00
36	— 87,7	80	—77,66
38	— 87,0	82	—77,33
40	— 86,4	84	—77,00
42	— 85,8		

Physikalisches Laboratorium der Universität Minnesota, 29. Juni 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

BESPRECHUNGEN.

The Physical Laboratories of the University of Manchester. A record of 25 years' Work. University Press, Manchester 1906.

Die vorliegende Beschreibung des physikalischen Instituts der Universität Manchester stellt einen Jubiläumsband dar, welcher anläßlich des 25jährigen Wirkens von Arthur Schuster am Owens College in Manchester von früheren Studierenden und Assistenten verfaßt ist. Neben der eingehenden Schilderung der Einrichtung und Hilfsmittel des Instituts ist der Band besonders durch die biographischen und bibliographischen Zusammenstellungen über den Jubilar von besonderem Wert.

E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

J. P. Kuenen, Theorie der Verdampfung und Verflüssigung von Gemischen und der fraktionierten Destillation. (Handbuch der an-

gewandten physikalischen Chemie. 4. Band.) Lex. 8. XII u. 244 S. mit 104 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1906. M. 12,—, gebunden M. 13,—.

Das vorliegende Kuenensche Werk umfaßt in erster Linie die Theorie der binären Gemische mit besonderer Berücksichtigung praktischer Anwendungen. Der Kamerlingh Onnes gewidmete Band ist naturgemäß seinem Inhalte nach erheblich von der holländischen Schule (van der Waals etc.) beeinflußt. Daß der Verfasser seine eigenen Untersuchungen erheblich in den Vordergrund rückt, ist verständlich und gibt dem Ganzen ein zwar subjektives, aber dafür charakteristischeres Gepräge. Bisweilen hat allerdings das Bestreben des Verfassers, seine augenblicklichen Überlegungen in das Niedergeschriebene hineinzuverweben, ihn Böcke schießen lassen. (Siehe z. B. Seite 137 bezüglich der Mischungswärme von Propylalkohol mit Wasser.) Als etwas rein Äußerliches möge erwähnt werden (was vielleicht durch Eingreifen des Herausgebers hätte vermieden werden können), daß sprachliche Härten (z. B. Molekul statt Molekül oder Molekel) der Lektüre einzelner Abschnitte hindernd im Wege stehen. Demgegenüber sei ausdrücklich hervorgehoben, daß das Kuenensche Werk im übrigen durchaus gelobt zu werden verdient und eine wohlgelungene Darstellung dieses speziellen Gebietes gibt. E. Bose.

(Eingegangen 18. Juli 1906.)

B. Donath, Die Grundlagen der Farbenphotographie. („Die Wissenschaft", Heft 14.) 8°. 166 S. Mit 35 eingedruckten Abbildungen und einer farbigen Ausschlagtafel. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1906. Preis M. 5,—, in Leinwand gebunden M. 5,80.

Wer etwa erwarten sollte, in dem vorliegenden Bändchen der Viewegschen Sammlung praktische Winke zur Herstellung farbiger Photographien zu finden, wird durch die Lektüre enttäuscht werden. Der Zweck der Sammlung ist bekanntlich, allgemein-wissenschaftlich gehaltene Monographien über Spezialgebiete zu liefern, welche dem wissenschaftlich gebildeten Nichtfachmann das Verständnis vermitteln sollen. Diesem Programm getreu hat der Verfasser hier die verschiedenen direkten und indirekten Verfahren der Farbenphotographie behandelt. Es werden die theoretischen Grundlagen der einzelnen Verfahren besprochen, die damit bisher erzielten praktischen Erfolge und die Aussichten und Möglichkeiten für weitere Entwicklung erörtert. Nur wo es für das Verständnis unbedingt erforderlich erscheint, werden technische Einzelheiten oder praktische Rezepte mitgeteilt. Der Verfasser betont mit ganz besonderem Nachdruck den tiefgreifenden Unterschied, der zwischen additiver und subtraktiver Farbensynthese besteht, einen Unterschied, der vielfach nicht die ihm gebührende Beachtung gefunden hat. Wie alle Darstellungen des Verfassers, zeichnet sich auch diese durch Klarheit und Verständlichkeit aus. — Über die vorzügliche Ausstattung des Werkchens brauche ich nichts zu sagen; sie ist von den früher erschienenen Heften der „Wissenschaft" her hinlänglich bekannt. Max Iklé.

(Eingegangen 26. Juli 1906.)

Berichtigung.

In meiner Arbeit, diese Zeitschr. 7, 556, 1906 sind die Vorzeichen der in den Gleichungen (a), (b) und (2) vorkommenden Vektorprodukte umzukehren. Ferner ersetze man in der ersten Gleichung von § 2 im letzten Term $d\tau$ durch dq.

A. H. Bucherer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es **habilitierte** sich in Tübingen Dr. H. Happel für Physik.

Ernannt wurden der a.o. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule in Wien Theodor Schmid zum o. Professor, der o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule in Berlin Dr. H. Rubens zum o. Professor an der Universität in Berlin und Direktor des Physikalischen Instituts, der a.o. Professor der theoretischen und angewandten Physik in Erlangen Dr. Arthur Wehnelt zum o. Professor und Abteilungsvorsteher an der Berliner Universität, der Privatdozent an der Universität und an der Technischen Hochschule in Wien Dr. phil. Joseph Grünwald zum a.o. Professor der Mathematik an der Prager deutschen Universität, der Privatdozent an der Universität in Wien Dr. H. Mache zum a.o. Professor der Experimentalphysik an der Universität Innsbruck, der a.o. Professor an der Wiener Universität Dr. phil. Cäsar Pomeranz zum o. Professor für Chemie an der Universität Czernowitz, der o. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag Dr. Karl Zsigmondy in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule in Wien, der Assistent am chemischen Institut des Physikalischen Vereins Frankfurt a. Main Dr. R. Kahn zum Leiter der chemischen Abteilung des Georg Speyer-Hauses daselbst, der Privatdozent an der Technischen Hochschule zu Berlin Professor Dr. Reißner zum o. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule in Aachen.

Verliehen wurde dem Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule in Aachen Otto Köchy der Titel eines Geheimen Regierungsrates, dem o. Professor in der philosophischen Fakultät der Universität und Direktor der Sternwarte zu Berlin Dr. Hermann Struve der Charakter als Geheimer Regierungsrat.

Professor Wilh. Wien von der Universität Würzburg hat den Ruf als o. Professor der Physik an die Universität Berlin **abgelehnt**.

In Neapel **starb** am 12. September der o. Professor der Mathematik an der Universität daselbst Dr. Ernst Cesaro, in Darmstadt der ehemalige Privatdozent für höhere Mathematik Dr. P. Wolfskehl.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. | 25. Oktober 1906. | 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 22 am 24. Oktober 1906.

INHALT.

78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart, vom 16. bis 22. September 1906.

Die Hauptstadt des schönen Schwabenlandes vereinigte in der vorletzten Septemberwoche dieses Jahres ca. 2000 Teilnehmer der 78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte. Obgleich die Tagung vom Wetter nicht gerade gefordert wurde und bezüglich der Wohngelegenheiten die Teilnehmer nicht ausnahmslos vom Glücke begünstigt waren, ist sicherlich der Kongreß in seiner Gesamtheit als ein äußerst wohlgelungener zu bezeichnen und insbesondere darf dies von den Arbeiten der physikalischen Sektion gesagt werden.

Am Sonntag Abend $8^1/_2$ Uhr nahm der allgemeine Teil der Versammlung mit dem Begrüßungsabend in den Nebenräumen der Liederhalle seinen Anfang. Hier suchte man in drangvoll fürchterlicher Enge einen Überblick über die anwesenden Fachgenossen und Bekannten zu gewinnen und wohl dem, der für einige Zeit ein Sitzplätzchen zu gewinnen vermochte. Schon hier ließ die zahlreiche Schar der Fachgenossen für die physikalischen Sitzungen genußreiche Stunden voraussehen.

Der Vormittag des nächsten Tages, Montag den 17. September, brachte $9^1/_2$ Uhr die feierliche Eröffnungsversammlung im großen Festsaale der Liederhalle, wo in Gegenwart des Königs zunächst die üblichen, hier besonders herzlichen Begrüßungsansprachen stattfanden. An diese schlossen sich die folgenden beiden Vorträge:

A. Gutzmer (Halle): Bericht der Unterrichtskommission deutscher Naturforscher und Ärzte.

Th. Lipps (München): Naturwissenschaft und Weltanschauung.

Am Montag Nachmittag begannen alsdann die Abteilungssitzungen und damit auch die eigentliche Tätigkeit der die Leser dieser Zeitschrift am meisten interessierenden Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Die 6 Sitzungen dieser Sektion, von denen eine gemeinsam mit der chemischen Abteilung 4 stattfand, waren stets, auch bis zum letzten Vortrage, sehr zahlreich besucht und auch die Beteiligung an den Diskussionen war eine äußerst rege und bisweilen auch zweifellos fördernd. Es wurden in den 6 Abteilungssitzungen nicht weniger als 39 Themata behandelt; im einzelnen gestaltete sich die Tagesordnung der Sektionssitzungen wie folgt:

1. Sitzung, Montag, den 17. September, nachmittags 3 Uhr (im Hörsaal des physikalischen Instituts der technischen Hochschule.

Vorsitzender: Prof. Koch (Stuttgart).

1. Lehmann (Karlsruhe): Die Gestaltungskraft fließender Kristalle.
2. Kiebitz (Berlin): Fragment eines Referats von Drude „Über elektrische Schwingungen".
3. Grunmach (Berlin): Über den Einfluß transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle, nach gemeinsam mit Dr. Franz Weidert ausgeführten Versuchen.
4. Grunmach (Berlin): Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff.

2. Sitzung, Dienstag, 18. September, vormittags 9 Uhr.

Vorsitzender: Prof. M. Planck (Berlin).

5. Zenneck (Braunschweig): Photographie von Wärmestrahlen.
6. Zenneck und Wien (Danzig): Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv.
7. Straßer und Wien (Danzig). Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen.
8. Stark (Hannover): Spektra der positiven Gasionen.
9. Stark (Hannover): Translation und Strahlungsintensität
10. Füchtbauer (Würzburg): Über die Geschwindigkeit der

von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen.

11. v. Baeyer (München): Über den Zeeman-Effekt bei schwachen Magnetfeldern.
12. Sommerfeldt (Tübingen): Beobachtungen an optisch-aktiven Kristallen.
13. Behn (Frankfurt a. M.): Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskops.

3. Sitzung (gemeinschaftliche Sitzung der Abteilungen 2 und 4), Dienstag, 18. September, nachmittags 3 Uhr (im Vortragssaal des Landesgewerbemuseums).

Vorsitzender: Prof. Bernthsen (Ludwigshafen).

14. H. Kauffmann (Stuttgart): Farbe und chemische Konstitution (Referat.)
15. Müller (Mülhausen i. Els.): Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt nach Versuchen von Königsberger und Müller.
16. Trautz (Freiburg i. Br.): Beiträge zur Photochemie.
17. Wedekind (Tübingen): Magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen.
18. Wedekind (Tübingen): Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion.
19. Vorländer (Halle): Neue kristallinisch-flüssige Substanzen.

4. Sitzung, Mittwoch, den 19. September, vormittags 9 Uhr.

Vorsitzender: Prof. Lecher (Prag).

20. Planck (Berlin): Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen.
21. Meyer (Freiburg): Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen nach Versuchen von F. Himstedt und G. Meyer.
22. Precht (Hannover): Energie der α- und β-Strahlung des Radiums.
23. Schmidt (Gießen): Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums.
24. Voller (Hamburg): Weitere Versuche über die Abnahme der Radioaktivität des Radiums im Zustande sehr feiner Verteilung.
25. Koch (Stuttgart): Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs, mitgeteilt nach Untersuchungen von A. Heurung.
26. Hallwachs (Dresden): Über die lichtelektrische Ermüdung.

5. Sitzung, Mittwoch, den 19. September, nachmittags 3 Uhr.

Vorsitzender: Prof. Goldstein (Berlin).

27. Hackh (Stuttgart): Die Kausalität der Energie.
28. Kurz (Gießen): Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers.
29. Fischer (München): Erfahrungen über Herstellung tiefster Temperaturen und Messungen auf diesem Gebiet.
30. Looser (Essen): Vorführung eines Taupunktapparates.
31. Looser (Essen): Einige Versuche über strahlende Wärme.
32. Grüneisen (Charlottenburg): Über das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen

6. Sitzung, Donnerstag, den 20. September, vormittags 9 Uhr.

Vorsitzender: Prof. Ebert (München).

33. Bruger (Frankfurt a. M.): Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnungen von Fiebertemperaturen verwendbar ist.
34. Witte (Wolfenbüttel): Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.
35. Pictet (Berlin): Die Gewinnung von Sauerstoff und Stickstoff durch Destillation und Rektifikation der flüssigen Luft, nebst ihrer technischen Verwertung.
36. Archenhold (Berlin): Über die Registrierung einer Selenzelle während der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905 in Burgos in Spanien.
37. Franck (München): Eine neue Wirkung, welche auftritt bei der Relativbewegung von Magnetismus und Materie und deren Zusammenhang mit dem thermischen Perpetuum mobile bezw. Carnotschen Prinzip. (Eine neue Art elektrischer Induktion.)
38. Reinganum (Freiburg i. B.): Eine neue Anordnung der Selenzelle.
39. Reinganum (Freiburg i. B.): Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle.

Auch außerhalb der Sitzungen herrschte ein reger wissenschaftlicher Meinungsaustausch, der besonders bei den stets in mehr oder weniger größerem Kreise eingenommenen Mittags- und Abendmahlzeiten gepflegt wurde. Als besonders erfreulich darf verzeichnet werden, daß verhältnismäßig viele Fachgenossen in Begleitung ihrer Damen zur Naturforscherversammlung gereist waren. In dem an sich schon stets von gehobener Stimmung getragenen Abteilungsleben bildete einen besonderen Glanzpunkt ein sogenannter Frühschoppen, der aber in Wirklichkeit ein Gartenfest sein sollte und wegen Ungunst der Witterung sich in ein Festfrühstück verwandelte; dieses vereinigte eine große Zahl der Sektionsteilnehmer im gastlichen Heim des Herrn Prof. Koch (Kannstatt), und ihm, dessen aufopfernder Fürsorge auch das Gelingen der Sektionssitzungen großenteils zu verdanken ist, und seiner verehrten Gattin werden gewiß alle seine Gäste ganz besonderen Dank wissen. Als ein überaus glücklich arrangiertes und in jeder Weise wohlgelungenes Fest muß hier auch der große Empfang seitens der Stadt in den prachtvoll geschmückten Räumen des neuen Stuttgarter Rathauses erwähnt werden, an das gewiß jeder der Teilnehmer als an einen besonderen Genuß zurückdenken wird. Überhaupt dürfte die ganze 78. Tagung der Ges. d. Naturf. u. Ärzte wohl allerseits die besten Erinnerungen hinterlassen haben. Die nächstjährige Versammlung findet in Dresden statt.

E. Bose.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 78. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU STUTTGART.

O. Lehmann (Karlsruhe), Die Gestaltungskraft fließender Kristalle.

Plateaus Versuch zur Demonstration der Oberflächenspannung ist allgemein bekannt. Ein Öltropfen freischwebend in verdünntem Alkohol nimmt vollkommene Kugelform an. Verzerrt man ihn, etwa mittels zweier Stäbchen, so wird er, sich selbst überlassen, sofort wieder kugelförmig. Zerteilt man ihn in mehrere Tröpfchen, so rundet sich auch jedes dieser Teilstücke alsbald zu einer Kugel ab und fließen mehrere Tropfen zusammen, so ist das Ergebnis wieder eine vollkommene Kugel.

Daß unter gleichen Verhältnissen ein Flüssigkeitstropfen statt der Kugelform etwa die Form eines Oktaeders annehmen und sie bei Zer-

teilung oder beim Zusammenfließen mit andern in gleicher Weise bewahren könnte, galt bis vor wenigen Jahren für undenkbar — definierte man doch geradezu Flüssigkeiten als solche Körper, denen keine eigene Gestalt zukommt. Die polyedrische Form könnte ja auch nur die Folge anisotroper Struktur sein, die ausgeschlossen scheint wegen des ungeordneten Bewegungszustandes der Moleküle, welcher angenommen wird zur Erklärung der thermischen Ausdehnung und der Diffusionserscheinungen. Erst mit der Erstarrung verschwindet die Diffusion, die Moleküle behalten ihre relative Lage und ordnen sich (im Falle kristallinischer Erstarrung) zu regelmäßigen Punktsystemen oder Raumgittern; die isotrope Struktur geht in eine anisotrope über.

Dabei bedingt die Art der Aggregation der Moleküle (die Beschaffenheit des Raumgitters oder das Fehlen eines solchen im Falle der amorphen Erstarrung) die Eigenschaften der betreffenden Modifikation des Körpers, die deshalb ebenso wie der flüssige oder gasförmige Zustand als ein Aggregatzustand des Stoffs, nicht aber als neuer Stoff bezeichnet wird. Unmöglich kann darum ein Kristall wie der Plateausche Öltropfen flüssig sein; nicht einmal bei Anwendung äußeren Druckes kann er fließen, denn jede stetige Verschiebung der Teilchen aneinander würde eine Änderung des Raumgitters, somit der Eigenschaften im Gefolge haben. Fließt z. B. Eisen unter der Wucht der Hammerschläge oder unter dem Druck der Schmiedepresse, so wird die regelmäßige Anordnung der Moleküle zerstört, das ursprünglich kristallinische Eisen verwandelt sich in amorphes mit wesentlich geänderten Eigenschaften. Wohl behalten die Moleküle ihre Tendenz zu regelmäßiger Anordnung, aber sie können ihr nicht folgen, weil die innere Reibung, die ja auch beim Schmieden überwunden werden mußte, jede molekulare Umlagerung hindert. Nur im Laufe langer Zeiträume unter Einfluß andauernder Erschütterungen, welche geeignet sind, zur Überwindung der inneren Reibung beizutragen, ist Rückkehr zum früheren Zustand möglich, das Eisen wird von selbst wieder kristallinisch und ändert dabei (in einer dem Techniker sehr unerwünschten Weise) seine Eigenschaften. Unter Umständen kann auch das Raumgitter in ein anderes regelmäßiges Punktsystem übergehen, wobei die Änderung der Eigenschaften noch deutlicher hervortritt. Gelbes Quecksilberjodid wird beim Drücken und Ritzen rot, es geht in eine polymorphe Modifikation mit ganz anderen Eigenschaften über. Braun erstarrter Schwefel erhält, lange nachdem er auf gewöhnliche Temperatur abgekühlt ist, gelbe Flecken, die sich langsam ausbreiten, bis die ganze Masse in die dimorphe gelbe Modifikation umgewandelt ist. Schon die Langsamkeit, mit welcher die molekulare Umlagerung erfolgt, spricht dafür, daß auch beim Übergang eines Raumgitters in ein anderes die innere Reibung überwunden werden muß. Ferner lassen sich sowohl die gelbe wie die braune Modifikation bis zum Schmelzen erhitzen, ohne daß Umwandlung eintritt; dazu wäre eben eine mechanische Kraft erforderlich, welche die Umänderung des Raumgitters entgegen der inneren Reibung bewirken kann. Von selbst entsteht eine solche Kraft durch Wirkung der Wärme oder Kälte, denn es gibt „Grenztemperaturen", welche die Temperaturänderung nicht überschreiten darf, falls Umwandlung vermieden werden soll.

Dies waren die Ansichten vor 30 Jahren. Ich beschäftigte mich damals mit der bei Erhitzung über 146 Grad entstehenden dunkelgelben Modifikation des Jodsilbers, die für eine zähe Flüssigkeit gehalten wurde. Sie leitet auch den Strom ebensogut wie die bei weiterem Erhitzen daraus entstehende leichtflüssige Schmelze und die Geschwindigkeit der Silberionen ist, wie ich später fand, in beiden Fällen die gleiche, nur die Jodionen begegnen anscheinend unüberwindlich großem Widerstand. Zu meiner Überraschung fand ich aber unter dem Mikroskop, daß die zähe Masse keineswegs eine gewöhnliche Flüssigkeit ist, sondern ein Aggregat äußerst weicher regulärer oktaedrischer Kristalle, welche beim Drücken fließen, wie wenn sie flüssig wären. Dabei nähern sich, trotz der eingreifenden Störung des Raumgitters, die Eigenschaften nicht denjenigen des amorphen Zustandes, die Kristalle wachsen wie zuvor und behalten ihren scharfen Schmelzpunkt, während amorphe Körper allmählich erweichen und fest werden, und nicht wachsen können wie Kristalle. Ebensowenig zeigte sich eine sprungweise Änderung der Farbe wie bei HgJ_2, welche als Übergang in eine polymorphe Modifikation hätte gedeutet werden können. Der bestehenden Theorie gemäß blieb also nur übrig anzunehmen, es finde eine Zertrümmerung der Kristalle in winzige, trotz der angewandten starken Vergrößerung unsichtbare Splitter statt, deren Raumgitter seine Beschaffenheit behält und deren Zusammenhang durch eine der Kohäsion gleiche Adhäsion erhalten bleibt, so daß der Eindruck des Fließens vorgetäuscht wird. Eine solche Zertrümmerung hätte sich aber verraten müssen durch Vermehrung des Volums, d. h. Verminderung der Dichte, sowie durch Trübung der Masse infolge der Entstehung zahlloser winziger Spalten und Hohlräume. Auch davon war nichts zu bemerken. Die Trümmer konnten nur einzelne Moleküle sein; es lag also der Beweis vor, daß entgegen der herrschenden Theorie des Amorphismus

und Polymorphismus das Raumgitter eines Kristalls beliebig gestört werden kann, ohne daß wesentliche Änderung der Eigenschaften erfolgt. Diese Theorien, welche wahres Fließen von Kristallen als unmöglich hinstellten, waren widerlegt.

In Anbetracht ihres großen Ansehens — sie werden meines Wissens auch heute noch in allen Lehrbüchern den Betrachtungen zugrunde gelegt — hätte ich doch nicht gewagt daran zu zweifeln, wenn ich nicht auf einem zweiten ganz unabhängigem Wege zu ganz gleichem Ergebnis gekommen wäre.

Ist die polymorphe Umwandlung einfach ein Übergang von einer Raumgitteranordnung zu einer andern ohne Änderung der Moleküle selbst, so kann in solchen Fällen, wo Erhöhung oder Erniedrigung der Temperatur genügt, sie in einem oder anderm Sinne hervorzurufen, da der Widerstand der inneren Reibung überwunden werden muß, keine „Umwandlungstemperatur" existieren, derart, daß die geringste Über- oder Unterschreitung derselben, somit die geringste Kraft, Umwandlung in einem oder andern Sinne veranlaßt; es kann nur „Grenztemperaturen" geben, bei welchen die durch die thermische Änderung geweckte molekulare Spannung ausreichend ist, den Widerstand der inneren Reibung zu überwinden. Mein Kristallisationsmikroskop, welches rasche und feine Abstufung der Temperaturen ermöglicht, lieferte aber den Beweis, daß eine scharf bestimmbare Umwandlungstemperatur existiert, falls nur die beiden Modifikationen in inniger Berührung sind.

Hieraus zog ich den Schluß, daß die polymorphe Umwandlung nicht einfach auf Änderung des Raumgitters beruhen kann, sondern daß sich dieses deshalb ändert, weil die Moleküle selbst eine Änderung erfahren, somit ganz neue Kräfte in Tätigkeit kommen.

Die weitere Beobachtung, daß die Dissoziation und Rückbildung lockerer chemischer Verbindungen, die teilweise ebenfalls im festen Zustande bei Temperaturänderung erfolgt, durchaus analog verläuft wie die polymorphe Umwandlung, wurde eine neue Stütze dieser Auffassung. Von selbst ergab sich dann die Ausdehnung derselben auf den flüssigen und gasförmigen sogenannten Aggregatzustand und damit die Möglichkeit, auch Mischungen zweier solcher Zustände anzunehmen, z. B. Lösung von Eis in Wasser, was natürlich keinen Sinn hat, solange man die Moleküle beider als identisch betrachtet. Der Erstarrungspunkt wurde naturgemäß der Sättigungspunkt dieser Eislösung, überkühltes Wasser übersättigte Eislösung und, könnte die Überkühlung bis zu amorpher Erstarrung weiter getrieben werden, so wäre das amorphe Wasser aufzufassen als eine Mischung von Wassermolekülen mit den Molekülen der verschiedenen Eismodifikationen. Damit war ein Einblick in das Wesen der amorphen Modifikationen gewonnen. Sie waren allerdings unregelmäßige Molekularaggregate, aber nicht aus gleichartigen, sondern aus verschiedenartigen Molekülen bestehend, was die alte Kontinuitätstheorie für ausgeschlossen hielt, da identische Moleküle sich nicht mischen können.

In keiner Weise ist man also berechtigt, aus dem Widerspruch gegen die alte Theorie des Polymorphismus und des Amorphismus abzuleiten, die beobachtete Plastizität der Jodsilberkristalle sei nur eine scheinbare. Die Zeiten, wo ein Philosoph solchen Widerspruch abtun konnte mit den Worten: „Um so schlimmer für die Tatsachen", sind vorbei. Die Jodsilberkristalle fließen wirklich und man kann sich somit die Frage vorlegen, ob sie freischwebend wie der Plateausche Öltropfen auch unter dem Einfluß ihrer eigenen Oberflächenspannung fließen und welche Form sie dabei annehmen, Kugelform oder ihre normale Oktaederform. Zur Beantwortung dieser Frage sind sie freilich ebensowenig geeignet als etwa ein Siruptropfen für den Plateauschen Versuch. Im Laufe der Jahre fanden sich aber eine Menge besserer Beispiele, so das Ammoniumoleat, welches aus Alkohol in spitzen einachsigen Pyramiden kristallisiert, die, in Berührung gebracht, zu größeren Pyramiden zusammenfließen — Demonstration[1]) — und Vorländers Paraazoxybenzoesäureäthylester, welcher in einachsigen Prismen mit Basis auftritt, die ausgesprochenen Dichroismus (weißgelb) zeigen und in gleicher Weise zusammenfließen, sowie sie sich berühren, ja sich dabei mit sehr erheblicher Kraft parallel richten. — Demonstration.[2])

Daß diese fließenden Kristalle nicht wie der Plateausche Öltropfen durch ihre Oberflächenspannung zu einer Kugel zusammengedrückt werden, ist offenbar die Wirkung einer Kraft, deren Natur noch näher zu untersuchen wäre. Ich nannte sie Gestaltungskraft.

Man hat als Charakteristikum der festen Körper häufig ein gewisses Maß innerer Reibung betrachtet, solche kommt aber auch Flüssigkeiten zu. Lassen wir beispielsweise einen Sirupfaden in einer spezifisch gleich schweren Mischung von Xylol und Chloroform schweben, so dauert es sehr lange, bis ihn die Oberflächenspannung entgegen der Wirkung der inneren Reibung, die der Geschwindigkeit pro-

1) Siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 38, Fig. 33; Taf. 6, Fig. 3. Leipzig, W. Engelmann 1904.

2) l. c. S. 37, Fig. 31; Taf. 3, Fig. 4. Außerdem war von Herrn Vorländer eine von ihm selbst hergestellte Photographie fließender Kristalle mit fast ebenen Endflächen und zylindrischen Seitenflächen freundlichst zur Verfügung gestellt.

portional ist, also nur bei sehr langsamer Formänderung unmerklich wird, zu einer Kugel zusammengedrückt hat. Auf alle Fälle wird dies aber schließlich geschehen, wenn der Sirup wirklich flüssig ist, während ein fließender Kristall dauernd seine Form behält. Mit innerer Reibung kann somit die Gestaltungskraft nicht identisch sein.

Lassen wir bei dem genannten Versuch die Temperatur immer mehr abnehmen bis unter den Punkt, bei welchem sich Verschiebungselastizität einstellt, d. h. der Sirupfaden amorph erstarrt, so wird freilich die Kugelform nicht mehr erreicht, er behält wie der fließende Kristall seine Form dauernd. Könnte also die Gestaltungskraft identisch sein mit Verschiebungselastizität? Keineswegs, denn die Elastizität sucht lediglich die Form, welche der Körper besitzt, zu erhalten, sie ist unfähig, eine neue Form zu erzeugen. Denken wir aber einen freischwebenden fließenden Kristall etwa durch Beschneiden zu einer Kugel geformt, so sucht er alsbald die normale Gleichgewichtsform wieder anzunehmen, er streckt sich also z. B. zu einem prismatischen Stäbchen aus. Solche Wirkungen kann die Elastizität niemals hervorbringen, eine zur Kugel beschnittene Masse hat kein Bestreben, sich in die Länge zu strecken, Elastizität und Gestaltungskraft sind also durchaus verschieden.

Es bleibt noch übrig, die Gestaltungskraft in Beziehung zu bringen zu der Expansivkraft (dem osmotischen Druck), welche nach der kinetischen Theorie jede Flüssigkeit besitzt infolge des Bewegungszustandes ihrer Moleküle, die aber im Gleichgewicht gehalten wird durch den infolge der Kohäsion auftretenden Binnendruck. Warum führt nun bei fließenden Kristallen dieses Gleichgewicht nicht wie bei anderen Flüssigkeiten zur Bildung einer Kugel? Ist, wie Curie angenommen hat, die Oberflächenspannung an verschiedenen Stellen der Kristalloberfläche verschieden? Ich halte dies für ausgeschlossen, denn ähnlich wie bei halbbegrenzten Tropfen müßten solche Verschiedenheiten zu beständiger Strömung in dem fließenden Kristall Anlaß geben.

Demnach bleibt nur übrig anzunehmen, die Expansivkraft wirke nach verschiedenen Richtungen mit verschiedener Stärke, was man sich plausibel machen kann durch die Hypothese, die Moleküle hätten eine stark von der Kugelform abweichende Gestalt oder mindestens beträchtliche Anisotropie hinsichtlich ihrer Kraftwirkungen, etwa durch ungleichmäßige Verteilung der in ihnen enthaltenen Elektronen. Man hat die Expansivkraft eines Gases zu verdeutlichen gesucht durch die Stöße, welche Erbsen auf die Wände einer Schachtel ausüben, in welcher sie geschüttelt werden. Denkt man sich die Erbsen ersetzt durch lange Drahtstifte, so werden sich diese den längsten Seiten der Schachtel parallel zu richten suchen — man kann von einer hervortretenden Richtkraft sprechen — und die Stöße auf die verschiedenen Wände werden verschieden stark ausfallen, vielleicht würde die Schachtel, wenn sie ausziehbar ist, sich infolgedessen verlängern. So kann man sich auch vorstellen, daß in einem Flüssigkeitstropfen mit stark anisotropen Molekülen sich eine molekulare Richtkraft geltend macht, die anisotrope Struktur erzeugt und infolge davon Anisotropie der Expansivkraft, derart, daß einzelne Stellen der Oberflächenhaut stärker hervorgetrieben werden als andere und Polyederform entsteht, wie bei festen Kristallen, wenn auch mit gerundeten Kanten und Ecken.

Auf eine stark von der Kugelform abweichende Gestaltung der Moleküle kann man schon schließen aus der Doppelbrechung und dem Dichroismus der fließenden Kristalle, nachdem sich die herkömmliche Vorstellung, die optischen Eigenschaften seien lediglich durch die Raumgitteranordnung bestimmt, als unhaltbar erwiesen hat und die mechanische Undulationstheorie des Lichtes der elektromagnetischen hat weichen müssen.

Zu derselben Vorstellung führt die Beobachtung, daß sich bei mechanischer Deformation fließender Kristalle die Auslöschungsrichtungen entsprechend den Zug- und Druckrichtungen ordnen und ein beliebig kompliziertes Aggregat schließlich einheitlich auslöschend wird, eine Erscheinung, die ich als erzwungene Homöotropie bezeichnet habe. Der veränderten inneren Struktur folgt auch die äußere Form, wie man leicht konstatieren kann bei fließenden Kristallen von Ammoniumoleat in alkoholischer Lösung beim Hin- und Herschieben des Deckglases. — Demonstration.[1])

Besonders auffällig sind die Erscheinungen bei Paraazoxyzimtsäureäthylester. Dessen fließende Kristalle haben die Form optisch einachsiger Prismen oder hemimorpher Pyramiden, welche, in der Richtung der Achse gesehen, weiß erscheinen, in allen anderen Richtungen gelb. — Vorzeigung von Modellen. Preßt man ein Aggregat solcher Kristalle, wie es sich beim Abkühlen der Schmelze bildet, zwischen Objektträger und Deckglas durch Andrücken des letzteren mit der Präpariernadel, so wird die ganze Masse weiß und zwischen gekreuzten Nicols dunkel, ein Zeichen, daß sich an allen Stellen die Moleküle so gerichtet haben, daß die optische Achse senkrecht zur Glasfläche steht. Man kann sich dies wohl nur so deuten, die Moleküle hätten die Form von Blättchen,

1) l. c. Taf. 8, Fig. 1 u. 2.

Digitized by Google

deren optische Achse senkrecht zu ihrer Ebene steht. Entsprechend dieser Auffassung fühlt man beim Zusammendrücken in der Richtung der Achse beträchtlich größeren Widerstand als quer dazu. Erwärmt man die weiß gewordene Masse, so erhält sie da, wo das Schmelzen eintritt, die Berührung mit dem Glase also aufgehoben wird, gelbe Flecke, indem sich dort die Oberflächenspannung wieder geltend macht und Zerteilung in einzelne Kristallindividuen herbeizuführen sucht. — Projektion.[1])

Scheiden sich die Kristalle bei etwas niedrigerer Temperatur (also aus minder konzentrierter Lösung) aus, so scheinen sie etwas Lösungsmittel aufzunehmen und hierdurch leichtflüssiger zu werden. Gleichzeitig wird die Anisotropie bezüglich der inneren Reibung geringer, die Form nähert sich der Kugelform, doch bleibt an der der Basis der hemimorphen Pyramide entsprechenden Stelle eine Abplattung, von deren Mitte sich eine eigentümliche Schliere gegen das Kugelzentrum hinzieht, wohl bedingt durch konische Anordnung der Moleküle um die Achse. — Projektion.[2])

Fließen zwei Kristalle zusammen, so erzeugt das als spontane Homöotropie bezeichnete Bestreben, einheitliche Form und Struktur anzunehmen — vorausgesetzt, daß sie nicht in Zwillingsstellung zusammentreffen — im Verein mit der Oberflächenspannung auffallende Bewegungserscheinungen, in welchen man ein weiteres Moment zugunsten der Auffassung, die Gestaltungskraft beruhe auf dem Bewegungszustand der Moleküle, erblicken kann. Besonders merkwürdig sind diese Bewegungserscheinungen bei den zuletzt betrachteten Kristallen, die ich wegen der Analogie zu manchen Vorgängen bei Organismen als scheinbar lebende bezeichnet habe. — Demonstration.[3])

Ich darf wohl bezüglich dieser Analogien auf meine Abhandlung im 21. Bande von Roux' Archiv für Entwicklungsmechanik der Organismen verweisen.

Die Anisotropie der Moleküle wird sich natürlich in verschiedenem Maße geltend machen müssen je nach ihrer Größe und dem Abstand der Moleküle. Es läßt sich denken, daß wohl molekulare Richtkraft auftritt, aber keine Gestaltungskraft. In der Tat führten die Beobachtungen auch zur Kenntnis flüssiger Kristalle (z. B. bei Gattermanns Paraazoxyphenetol), welche vollkommene Kugelform annehmen, aber regelmäßige innere Struktur besitzen, die zum Ausdruck kommt bei Betrachtung in natürlichem Licht durch die eigentümlichen Schlieren (Demonstration[1])) — im polarisierten durch den auftretenden Dichroismus (Demonstration[2])), zwischen gekreuzten Nicols durch schwarze Streifen und glänzende Interferenzfarben (Demonstration[3])), im magnetischen Felde durch Drehen der Tropfen bis zur Übereinstimmung der Symmetrieachse mit den magnetischen Kraftlinien und Änderung der Struktur derart, daß auch die Auslöschungsrichtungen sich tunlichst den Kraftlinien nähern. Jede künstlich hervorgebrachte Störung der Struktur, z. B. durch Erzeugung wirbelnder Ströme im Innern, verschwindet infolge der spontanen Homöotropie sofort wieder, so wie etwa die magnetische Polarisation in Eisenchloridlösung in der Nähe eines Magneten unabhängig davon ist, ob die Eisenchloridlösung ruht oder sich bewegt. Die Drehung der Moleküle erfordert keine merkliche Arbeit, da ihre mittlere Entfernung ungeändert bleibt. — Projektion.[4])

Bestimmend für die Anordnung der Moleküle im Innern ist die durch die Oberflächenspannung hervorgerufene Orientierung der Moleküle an der Oberfläche. Jede Störung der letzteren bewirkt auch entsprechende Strukturänderung im Innern. So bewirkt die Adsorptionskraft des Glases, daß wenn ein freischwebender Tropfen mit demselben in Berührung kommt, an der betreffenden Stelle die optische Achse sich senkrecht zum Glase stellt. Demnach wird auch die Symmetrieachse des Tropfens senkrecht zum Glase, der Tropfen erscheint in der sogenannten ersten Hauptlage. Tropfen, die zwischen Objektträger und Deckglas zu dünner Schicht gepreßt sind, verharren stabil in der um 90 Grad verdrehten Stellung der zweiten Hauptlage, doch mit wesentlich abgeänderter Struktur. Ist kein Lösungsmittel zugegen, so wirkt eine am Glase haftende unsichtbare Molekülschicht der festen Modifikation, welche beim Übergang in die fließend-kristallinische Modifikation beim Erwärmen durch die Adsorptionskraft des Glases gegen Umwandlung geschützt wurde, bestimmend auf die Struktur, es entstehen flüssige Kristalle mit einheitlicher Auslöschung, welche in ihrer Form die früher vorhandenen festen Kristalle nachahmen. Selbst beim Erhitzen bis zum

1) Ann. d. Phys. **19**, 409, 1906, Fig. 1—14.
2) ibid. **20**, 65, 1906, Fig. 1—3.
3) ibid., S. 68, Fig. 4—9; S. 69, Fig. 10; Arch. f. Entwicklungsmechanik **21**, Heft 3, 1906; Taf. 8, Fig. 8 u. 11—16. Ferner wurden einige in der Bibliothek d. Kgl. Akademie d. Wissenschaften in Berlin befindliche Photographien projiziert und eine sehr gut gelungene Photographie der „Kristallwürmer", welche Herr Dr. Siedentopf hergestellt und freundlichst zur Verfügung gestellt hatte.

1) Flüssige Kristalle S. 54, Fig. 88 u. 89. Taf. 10, Fig. 2; S. 66, Fig. 133 u. 134; Taf. 17, Fig. 3; Taf. 13, Fig. 5.
2) l. c. S. 62, Fig. 101; Taf. 26, Fig. 8; Taf. 11, Fig. 1.
3) l. c. S. 63, Fig. 104; Taf. 13, Fig. 1—3; Taf. 17, Fig. 2, Taf. 15, Fig. 1.
4) l. c. S. 74, Fig. 258; Taf. 35, Fig. 2; Taf. 36, Fig. 4.

Übergang in die isotrope Flüssigkeit kann eine dünne Schicht der Moleküle der flüssigen Kristalle am Glase haften bleiben und Wiederauftreten der früheren Struktur beim Abkühlen veranlassen. — Demonstration.[1])

Vermindert man die molekulare Richtkraft der Kristalltropfen von Paraazoxyphenetol durch Beimischungen, wozu sich namentlich Vorländers Paraazooxyzimtsäureäthylester eignet, so wirkt auch bei Anwesenheit eines Lösungsmittels die adsorbierende Kraft des Glases so intensiv, daß die Tropfen sofort nach ihrer Entstehung pseudoisotrop, d. h. bis auf den Rand zwischen gekreuzten Nicols dunkel werden, indem sich überall die optische Achse senkrecht zur Glasfläche stellt. (Demonstration.[2])) Besonders auffällig zeigt sich die Erscheinung bei Cholesterylcaprinat mit Zusatz von sehr wenig Paraazoxyphenetol. Die neu entstehenden in lebhaften Polarisationsfarben erglänzenden Kristalle werden sofort nach ihrer Entstehung vollkommen schwarz. — Demonstration.

Die Aufnahme fremder Stoffe durch fließende Kristalle entspricht ganz der Bildung von Mischkristallen bei festen Stoffen. Ist der aufgenommene Bestandteil gefärbt, so zeigt sich der Einfluß der molekularen Richtkraft auf seine Moleküle darin, daß der gefärbte fließende Kristall Dichroismus zeigt. Ebenso wie das Wachstum fester Kristalle durch Aufnahme nicht isomorpher Beimischungen beträchtliche Störungen erleiden kann, die zur Trichiten- und Sphärolithenbildung führt, so wird z. B. die Struktur der Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols bedeutend gestört bei Zusatz von Kolophonium zur Lösung. Es entsteht eine schraubenförmige Anordnung der Moleküle, wie zu schließen ist aus der auftretenden starken Drehung der Polarisationsebene (Demonstration), der Verdrehung der Richtung stärkster Absorption und insbesondere mechanischer Rotation der Tropfen im umgekehrten Sinne der Uhrzeigerdrehung, wenn die Temperatur unten höher ist als oben. (Demonstration.) Zusatz von Cholesterylbenzoat bewirkt gleiche Drehungserscheinungen, aber im umgekehrten Sinn. Häufig ist auch eine Verdrillung der Tropfen zu beobachten.[3])

Besitzt die beigemischte Substanz beträchtliche eigene Gestaltungskraft, so kann sie die ihres Wirtes erhöhen. So werden die Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols bei Zusatz von Cholesterylcaprinat ellipsoidisch, schließlich zylindrisch mit spitzen Enden usw., kurz man erhält alle Übergangsformen zu den fließenden Kristallen des reinen Cholesterylcaprinats. — Demonstration.

1) l. c. S. 58, Fig. 95 u. 96.
2) l. c. S. 81, Fig. 273; Taf. 29, Fig. 1 u. 4.
3) l. c. S. 72, Fig. 236; Taf. 25, Fig. 6 u. 9.

Derartige Mischkristalle zweier fließend-kristallinischer Stoffe können auch als Lösungen betrachtet werden, da jede der beiden Substanzen des Flüssigkeitszustandes wegen in der andern diffundieren kann. Solche Lösungen besitzen einen Sättigungspunkt wie andere Lösungen. Beispielsweise scheiden sich die fließenden Kristalle des Paraazoxyzimtsäureäthylesters aus ihrer Lösung in dem dadurch pseudoisotrop werdenden Paraazoxyphenetol beim Abkühlen wie aus einer Lösung aus. Ihre molekulare Richtkraft äußert aber auch ihre Wirkung auf das kristallinische Lösungsmittel, denn sie umgeben sich mit einem Hof, welcher zwischen gekreuzten Nicols helle und dunkle Felder aufweist, entsprechend einer Parallelrichtung der Moleküle außerhalb des Kristalls zu den im Innern vorhandenen.

Sind zwei derart aneinander grenzende fließend-kristallinische Medien in allen Verhältnissen mischbar, was im Falle der Isomorphie zu erwarten ist, so muß die Oberflächenspannung an der Grenze gleich Null sein. Natürlich kann nun dennoch nicht die Expansivkraft des einen Mediums eine Deformation der Grenze erzeugen, da ihr die gleichstarke des isomorphen Mediums entgegenwirkt. Es dürfte nur an den Stellen stärkerer Expansivkraft intensivere Diffusion, d. h. größere Lösungsgeschwindigkeit auftreten, wie sich solche auch bei festen Kristallen an Ecken und Kanten zeigt.

Bei nicht vollkommener Isomorphie werden allerdings Strukturstörungen zu erwarten sein und vielleicht ist dies auch der Grund der Strukturstörungen bei festen nicht isomorphen Mischungen. (Skelettbildung — Projektion[1]); Trichitenbildung — Projektion.[2]))

Die gelöste Substanz kann nach meiner Vorstellungsweise (nicht nach der Kontinuitätstheorie) auch eine zweite fließend-kristallinische Modifikation desselben Stoffs sein. Dieser Fall liegt vor bei dem Cholesterylcaprinat von Jaeger. Kühlt man die isotrope Schmelze ab, so entsteht bei 90,6 Grad die fließend-kristallinische Modifikation I, welche nur geringe Doppelbrechung besitzt, in sehr kleinen Individuen auftritt und relativ leichtflüssig ist. Sie erstarrt normal bei 82,2 Grad und entsteht auch bei dieser Temperatur beim Wiedererwärmen der festen Kristalle. Ähnlich wie eine isotrope Schmelze läßt sie sich aber auch unterkühlen und geht dann, etwa bei 77,4 Grad[3]), in die stärker doppelbrechende, in größeren Individuen auftretende und wesentlich zähere Modifikation II über. (Demonstration.) Umgekehrt verwandelt sich diese beim Wieder-

1) l. c. Taf. 39, Fig. 5.
2) l. c. Taf. 39, Fig. 16, 12, 20.
3) Nach den neuesten Bestimmungen von Bakhuis Roozeboom.

erwärmen bei derselben Temperatur (77,4 Grad) zurück in die Modifikation I. Letztere ist somit zwischen 90,6 Grad und 82,2 Grad enantiotrop und darunter monotrop in bezug auf die feste und enantiotrop in bezug auf die fließend-kristallinische Modifikation II.

Diese ist unterhalb 77,4 Grad enantiotrop in bezug auf Modifikation I, aber monotrop in bezug auf die feste Modifikation.

Bei der Umwandlung von Modifikation I in II beobachtet man, daß die Kristalle der letzteren in regelmäßiger Orientierung gegen die der ersten auftreten, d. h. die molekulare Richtkraft der Modifikation I erstreckt sich auch auf die angrenzenden Moleküle der Modifikation II. Die Erscheinung ist offenbar ihrem Wesen nach identisch mit der häufig betrachteten orientierenden Wirkung bei Bildung von Schichtkristallen — Projektion[1]) — und bei Umwandlung fester polymorpher Modifikationen wie bei Ammoniumnitrat, wobei die orientierende Kraft auch schiebend wirken und heftige Bewegungserscheinungen hervorbringen kann wie bei Protokatechusäure — Projektion[2]) — und insbesondere bei Paraazophenetol, bei welch letzterem durch die schiebende Kraft sogar dünne Gefäßwände gesprengt werden können — Demonstration[3]) —. Diese molekularen Drehmomente stehen somit in innigem Zusammenhang mit der Gestaltungskraft und sprechen ebenfalls zugunsten der Auffassung, daß dieselbe auf molekularen Bewegungsvorgängen beruht.

Besonders leicht wird die Modifikation II des Cholesterylcaprinats[4]) — wie schon erwähnt — durch die Adsorptionswirkung des Glases pseudoisotrop. Erwärmt man sie in diesem Zustand über die Umwandlungstemperatur, so tritt die Rückumwandlung in Modifikation I in der Weise ein, daß diese in wurmförmigen Individuen auskristallisiert, wie wenn sie darin gelöst wäre. — Demonstration.

Auch die Modifikation I wird pseudoisotrop — besonders bei Zusatz von etwas Paraazoxyphenetol — indes nicht von selbst wie Modifikation II, sondern nur, wenn man mit der Präpariernadel auf das Deckglas drückt. Sie erscheint dann durchzogen von den „öligen Streifen", welche aufzufassen sind als Stellen, wo die als Blättchen gedachten Moleküle hochkant stehen, so daß die optische Achse horizontal liegt und deshalb lebhafte Polarisationsfarben auftreten. Die von ihnen umschlossenen dunkeln Gebiete, wo die Blättchen mit der Fläche dem Glase anliegen, sind infolge größerer Reibung schwerer in Strömung zu bringen — Projektion[1]).

1) l. c. Taf. 39, Fig. 9.
2) l. c. Taf. 39, Fig. 14.
3) Siehe Molekulare Drehmomente bei enantiotroper Umwandlung. Ann. d. Phys., noch im Druck.
4) Siehe Stoffe mit drei flüssigen Zuständen. Zeitschr. f. phys. Chemie, noch im Druck.

Kühlt man diese pseudoisotrope, d. h. zwischen gekreuzten Nicols schwarz erscheinende Masse auf die Umwandlungstemperatur ab, so treten sowohl bei Betrachtung in gewöhnlichem (reflektierendem) Licht, wie auch zwischen gekreuzten Nicols glänzende Farbenerscheinungen auf, welche an das Schillern von Schmetterlingsflügeln erinnern. Es werden nacheinander alle Farben des Spektrums von violett bis rot durchlaufen und man kann sie — besonders bei Zusatz von etwas Paraazoxyphenetol — alle nebeneinander im Gesichtsfeld des Mikroskops erhalten als einen der Umwandlung voranschreitenden regenbogenartigen Saum. (Demonstration.)[2]) Daraus, daß die Farbenerscheinung stets der Ausscheidung der Modifikation II in Kristallen vorangeht und daß sich bei solchen Stoffen, welche die Farbenerscheinung zeigen, nicht aber die Umwandlung in die Modifikation II, sich diese durch geeignete Zusätze erzwingen läßt, schließe ich, daß die Ursache der Erscheinung in der Löslichkeit der Modifikation II in der Modifikation I zu suchen ist, indem sich diese nicht erst bei der Umwandlungstemperatur — richtiger Sättigungstemperatur — bildet, sondern schon zuvor in Lösung in der Modifikation I in um so reichlicherem Maße, je mehr sich die Temperatur der Umwandlungstemperatur nähert. Nach Ansicht von Hrn. Dr. Siedentopf gehören die Farbenerscheinungen zu denjenigen, welche bei Christiansens Monochromen beobachtet werden, es ist also nur nötig anzunehmen, daß große Moleküle sich optisch ebenso verhalten können, wie ultramikroskopisch feine Pulver. Das Gleichgewicht zwischen den die flüssigen Mischkristalle bildenden Modifikationen hängt, wie bei anderen Fällen von Dissoziation, vom Drucke ab — was noch nicht näher untersucht wurde — und namentlich auch von der Anwesenheit fremder Stoffe.

Zusatz von Paraazoxyphenetol vermag z. B. bei Cholesterylisobutyrat, welches im reinen Zustande keine fließend-kristallinische Modifikation zeigt, nicht nur die Farbenerscheinungen, sondern sowohl die Ausscheidung von Modifikation I wie von Modifikation II zu erzwingen. Ebenso kann man durch Mischung von Paraazophenetol und Paraazoanisol leicht flüssige Kristalle erhalten, obschon die beiden Stoffe im reinen Zustand solche nur bei hochgradiger Überkühlung der Schmelze liefern.

Die Mischbarkeit zweier fließend-kristalli-

1) Siehe diese Zeitschr. 7, 578, Fig. 1 u. 2, 1906.
2) Die Figur stammte aus der Schrift: O. Lehmann, Flüssige und scheinbar lebende Kristalle, Anleitung zu deren Demonstration, Verlag von J. F. Schreiber in Eßlingen a. N., noch im Druck.

nischer Modifikationen bereitet dem Verständnis insofern einige Schwierigkeit — abgesehen davon, daß sie nach der Kontinuitätstheorie überhaupt ausgeschlossen ist — daß bei inniger Berührung zweier Modifikationen, wenn die Temperatur nicht gerade die Umwandlungstemperatur ist, die labile sich in die stabile umwandelt. Für gelöste Moleküle sind die Temperaturen aber verschieden, es finden fortgesetzt Umwandlungen im einen wie im andern Sinne statt, wie in andern Fällen von chemischem Gleichgewicht. Das Ergebnis ist ein bestimmtes Mischungsverhältnis und man könnte geradezu von kristallinischer Dissoziation und von der dissoziierenden Kraft des Lösungsmittels sprechen. Dieselbe ist nur klein, da die Umwandlungskraft, wie ich die Kraft nenne, welche die Umwandlung bei Berührung zweier Modifikationen veranlaßt, der Dissoziation entgegenwirkt, die stabilen Moleküle gewissermaßen in ihrer Existenz schützt, soweit ihre Wirkung nicht durch erhebliche Mengen fremder Zusätze beeinträchtigt wird.

In auffälliger Weise kommt dieser Einfluß fremder Zusätze beim Cholesterylcaprinat zur Geltung, wenn man so viel Paraazoxyphenetol beimischt, daß dieses beim Abkühlen aus der Modifikation I auskristallisiert. Man sieht dann, falls man sie durch Drücken auf das Deckglas pseudoisotrop gemacht hat, zwischen gekreuzten Nicols aus der schwarzen Masse dünne Kristallnadeln sich ausscheiden, welche von breiten Höfen in den Regenbogenfarben umgeben sind, Violett nach außen gerichtet, augenscheinlich deshalb, weil in den Höfen die Übersättigung an Phenetol geringer ist als fern davon. — Demonstration.[1])

Tritt in einem fließenden Kristall kristallinische Dissoziation ein in dem dargelegten Sinne, so wird dies auch nicht ohne Einfluß auf seine Gestaltungskraft bleiben können. Vielleicht liegen ähnliche Verhältnisse auch bei festen Kristallen vor und bilden die Erklärung für die oft merkwürdige Veränderlichkeit der Kristalltracht und die Entstehung von Sphärokristallen ohne fremde Zusätze, z. B. bei Cholesterylacetat. — Demonstration.

1) Flüssige Kristalle, Taf. 39, Fig. 17.

(Eingegangen 8. September 1906.)

Leo Grunmach (Berlin), Über den Einfluß transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle (nach gemeinsam mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführten Versuchen).

Seitdem W. Thomson[1]) gezeigt hat, daß der elektrische Widerstand von Eisenstäben durch Magnetisierung derselben geändert wird, ist der Einfluß der Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle häufig Gegenstand von Experimentaluntersuchungen gewesen[1]), die indessen — wenn man von den ausgedehnten sorgfältigen Versuchen absieht, die sich auf Wismut beziehen und einen gewissen Abschluß erreicht haben — bisher zu einwandsfreien sicheren Ergebnissen nicht geführt haben. Dies kommt wohl in erster Linie daher, daß es sich hier meist um außerordentlich kleine Widerstandsänderungen handelt, die nur bei Anwendung sehr verfeinerter Messungsmethoden beobachtet und leicht durch fremde äußere Einflüsse, besonders durch die infolge von Temperaturänderungen bedingten Widerstandsänderungen, verdeckt werden können. So erklärt es sich auch, daß die Resultate einzelner Autoren bisweilen einander geradezu widersprechen. Mit Sicherheit ist bisher ein Einfluß der Magnetisierung auf die Leitfähigkeit nur noch bei den stark magnetischen Metallen, sowie bei Antimon und Tellur gefunden worden; die wenigen Autoren, die ihre Messungen auch auf andere Metalle ausdehnten, konnten für diese, da sie sich nur der Wheatstoneschen Brückenanordnung bedienten, meßbare Widerstandsänderungen bei transversaler Magnetisierung nicht nachweisen. Für die Elektronentheorie ist aber die sichere Kenntnis der Widerstandsänderungen verschiedener Metalle im magnetischen Felde von großer Bedeutung.

In der vorliegenden Arbeit gelangten nun folgende als rein bezogene Metalle zu eingehender Untersuchung: Silber, Platin, Tantal, Kadmium, Zinn, Gold, Palladium, Zink, Kupfer, Blei, Kobalt, Nickel und Eisen verschiedener Sorte; sie kamen in Form dünner Drähte (0,05 mm bis 0,3 mm) zur Verwendung. Anfänglich wurden dieselben, nach Art der Lenardschen Spiralen, nach zweimaligem Durchziehen durch dickes Kollodium als bifilare Flachspiralen mit Hilfe von Wachs zwischen dünnen Glimmerblättchen eingebettet; die Drahtenden waren an zwei, auf einer Hartgummiplatte befestigten Kupferstreifen angeschraubt. Es zeigte sich jedoch bald, daß sich bei dieser Montierung Schwankungen der

1) W. Thomson, Math. and Phys. Papers **2**, 307.

1) Eine recht vollständige Zusammenstellung der einschlägigen Arbeiten findet sich in Winkelmann, Handb. d. Physik, 2. Aufl. (1905), Bd. IV, S. 361 u. Bd. V, S. 459, aus der folgende, speziell auf unsere Untersuchung (transversale Magnetisierung) bezüglichen, besonders hervorgehoben seien: E. Beetz, Pogg. Ann. **128**, 202, 1866. Adams, Phil. Mag. (5), **1**, 153, 1876. De Lucchi, Atti del R. Ist. Ven. **8**, 17, 1882. v. Ettingshausen, Wien. Ber. **95**, 714, 1887. D. Goldhammer, Wied. Ann. **31**, 360, 1887 und **36**, 804, 1889. Ph Lenard, Wied. Ann. **39**, 636, 1890. Th. Des Coudres, Verh. d. Berl. Phys. Gesell. **10**, 50, 1891. A. Garbasso, Atti di Torino **27**, 839, 1891 und Naturw. Rundsch. **6**, 637, 1891. M. Cantone, Atti Acc. Linc. (4) **1**, (1), 424, 1892 und (2), 119 u. 277, 1892.

Digitized by Google

Temperatur, wie sie schon durch leise Luftbewegungen hervorgerufen werden, bei der hohen Empfindlichkeit der nachher zu beschreibenden Messungsmethode, sofort störend bemerkbar machten und eine genaue Messung vereitelten. Auch wenn man die Metallspiralen, ebenso wie die Magnetpole, zwischen denen sie sich befanden, vollständig mit Watte umhüllte, wurde diese durch Schwankungen der Lufttemperatur bewirkte Störung nur teilweise beseitigt, ja es machte sich dann noch die weitere Fehlerquelle störend bemerkbar, daß von dem Magnet aus durch die immerhin etwas leitende Baumwolle Stromschleifen in die Meßanordnung gelangten, die die Größe des durch die Magnetisierung bewirkten Galvanometerausschlags beeinflußten (vergl. später). Deshalb wurden die Glimmerplatten durch Hartgummiplatten ersetzt, die infolge ihrer geringen Wärmeleitungsfähigkeit einen genügenden Schutz gegen rasche, unregelmäßige Temperaturschwankungen boten. Der störende Einfluß, den die unvermeidliche gleichmäßige Änderung der Temperatur ausübte, wurde durch die besondere, später zu beschreibende Methode der Messung eliminiert. Allerdings hatten die so gewickelten Spiralen nunmehr eine größere Dicke als die zwischen Glimmer gewickelten, und demgemäß konnte nicht mehr mit so geringem Polabstand, also auch nicht mit der höchsten Feldstärke gearbeitet werden.

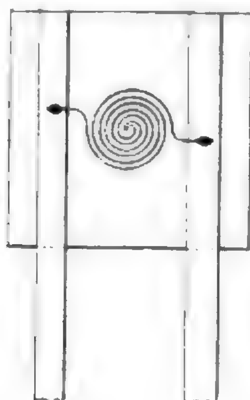


Fig. 1.

Fig. 1 erläutert die Art der schließlich bei den dickeren Drähten angewandten Montierung. In eine quadratische Hartgummiplatte von 42 mm Seitenlänge und 1,5 mm Dicke wurden an zwei gegenüberliegenden Seiten, 5 mm vom Rande entfernt und parallel zu diesem, 5 mm breite und 0,5 mm tiefe Rillen eingefräst und in diese Kupferstreifen von 5 mm Breite und 0,5 mm Dicke mittels Siegellack eingekittet. Dann wurde zwischen den letzteren eine dünne Wachsschicht ausgebreitet, auf dieser der mehrfach durch Kollodium gezogene und so isolierte Draht als flache bifilare Spirale aufgewickelt und die beiden Enden desselben, je nach dem Material, mittels Weichlot oder Woodscher Legierung an die Kupferstreifen angelötet. Nachdem dann die fertige Spirale nebst den Lötstellen nochmals mit geschmolzenem Wachs überstrichen war, so daß der Draht vollkommen zwischen Wachs eingebettet lag, wurde, unter Zwischenlage schmaler, dünner Kartonstreifchen an den Rändern, eine zweite, gleich große und ebenfalls 1,5 mm dicke Hartgummiplatte mit Syndetikon aufgekittet. Das Ganze blieb dann mehrere Tage bis zum völligen Austrocknen unter Pressung.

Bei den Drähten von 0,1 und 0,05 mm Dicke erwies sich eine etwas andere, durch Fig. 2 dargestellte Montierung als vorteilhafter.

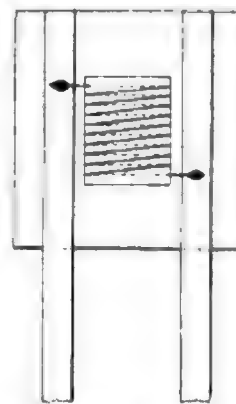


Fig. 2.

Ein dünnes Glimmerblättchen von 16 mm Breite und 18 mm Länge wurde auf den beiden Längsseiten mittels einer Feile mit feinen Einkerbungen versehen und mit dem betreffenden Draht bewickelt. Eine Isolation durch Kollodium war in diesem Falle nicht nötig, weil die Windungen des Drahtes durch die Einkerbungen sicher in ihrer Lage gehalten und vor gegenseitiger Berührung geschützt wurden. Um ein Zurückspringen des aufgewickelten Drahtes zu verhindern, waren die Enden durch zwei feine Löcher am Rande des Glimmerblättchens gesteckt. Das bewickelte Blättchen wurde sodann beiderseits mit geschmolzenem Siegellack überzogen und in der aus der Figur ersichtlichen Weise zwischen den beiden Kupferschienen auf der unteren Hartgummiplatte mit Siegellack festgekittet. Nachdem dann die freien Drahtenden mit den Kupferschienen verlötet waren, wurden rings um die Platte an den Rändern mit Siegellack schmale Kartonstreifen aufgekittet, deren Oberfläche ebenfalls dünn mit Siegellack bestrichen, die zweite Hartgummiplatte aufgelegt und das Ganze zwischen zwei dicken Spiegelglasplatten unter Druck langsam erwärmt, bis der Siegellack vollkommen geschmolzen war, und der Überschuß desselben zwischen den beiden Hartgummiplatten hervorquoll. Die Pressung wurde erst nach dem vollkommenen Erkalten aufgehoben. Widerstands-

messungen vor und nach dem Zukitten lieferten die Kontrolle dafür, daß kein Reißen oder Verschieben der Drähte eingetreten war. Auf diese Weise waren die dünnen Drähte vollkommen in Siegellack eingebettet, sodaß auch jegliche Deformation derselben ausgeschlossen war. Bei den stark magnetischen Metallen ist diese Sicherung der Lage natürlich von höchster Wichtigkeit. Die Dicke der nach Fig. 1 oder 2 hergestellten Präparate betrug 3,5 bis 4 mm.

Als Elektromagnet kam bei den ersten, vom Verfasser gemeinsam mit Herrn Ingenieur Erwin Strunz, vor mehreren Jahren bereits begonnenen, aber inzwischen unterbrochenen Versuchen der Ruhmkorffsche, bei den Hauptversuchen jedoch der Du Boissche kleine Halbring-Elektromagnet zur Verwendung, den Herr Kollege Du Bois für diese Versuche freundlichst zur Verfügung stellte. Die Polschuhe hatten die Form abgestumpfter Kegel mit ca. 16 mm Durchmesser der flachen Endflächen. Der Abstand derselben betrug 5,0 mm. Genau in der Mitte zwischen ihnen wurden die vorhin beschriebenen Spiralen mittels eines geeigneten starken Halters senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien unverrückbar aufgestellt. Um nicht für jede einzelne Messungsreihe während des Verlaufs derselben die Feldstärke besonders bestimmen zu müssen, wurde durch mehrere, gut übereinstimmende Messungsreihen mittels einer Wismutspirale die Abhängigkeit der Feldstärke von der Erregerstromstärke (vergl. die nachstehende Kurve Fig. 3) bestimmt, so daß immer nur die letztere (mit einem

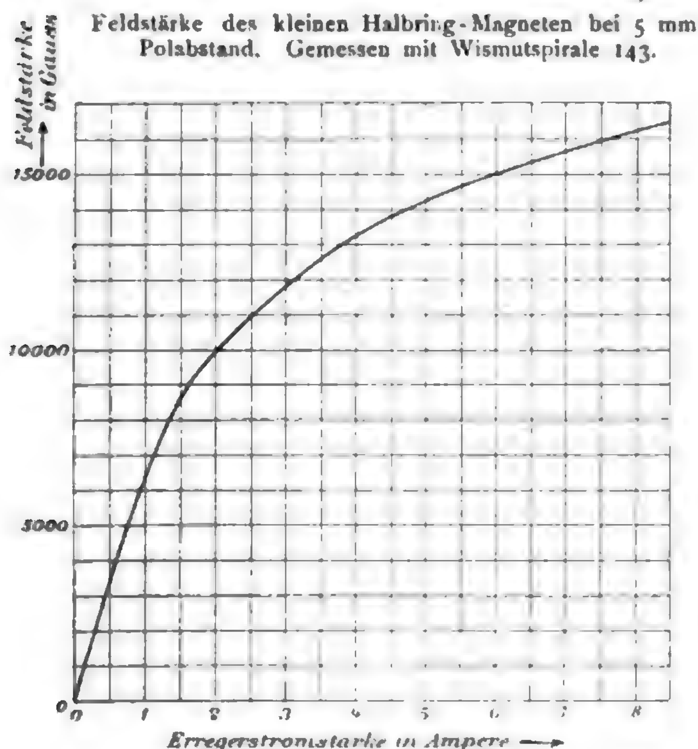


Fig. 3.

Präzisionsamperemeter von Siemens und Halske) beobachtet zu werden brauchte.

Die Messung der Widerstandsänderungen erfolgte ursprünglich nach der Wheatstoneschen Brückenanordnung mit Universalrheostat und Spiegelgalvanometer. Diese Messungsmethode mußte indessen bald aufgegeben werden, erstens, weil sie keine genügende Empfindlichkeit lieferte, und zweitens, weil das Abgleichen zu lange Zeit erforderte, so daß sich inzwischen die Temperatur des Drahtes und mithin auch sein Widerstand zu stark änderte; z. B. machte sich die Temperaturänderung infolge der im Magneten entwickelten Stromwärme bei hohen Feldstärken schon ca. 20 Sekunden nach seiner Erregung bemerkbar. Die Anwendung von Flüssigkeitsbädern hätte aber zu große Polabstände erfordert und würde nach allen späteren Erfahrungen bei der Ausführung in kleinen Dimensionen wohl auch nicht ausreichend gewesen sein, den Übelstand vollständig zu beseitigen. Deshalb wurde eine Widerstandsmessung mit direktem Ausschlag gewählt, bei der natürlich, um genügende Empfindlichkeit zu erzielen, nur die Widerstandsänderungen, auf die es ja in erster Linie ankam, zu messen waren, während unabhängig davon der Anfangswiderstand bei bestimmter Temperatur durch besondere genaue Messungen ermittelt wurde. Am bequemsten wäre zur Messung dieser Widerstandsänderungen ein Differentialgalvanometer gewesen, das, um direkte magnetische Störungen seitens des Elektromagneten auszuschließen, ein Drehspulinstrument hätte sein müssen; da ein solches aber leider nicht zur Verfügung stand, wurde mit Differentialschaltung der Stromquelle[1]) gearbeitet; die Methode ist im allgemeinen zwar nur für die Vergleichung großer Widerstände geeignet, konnte aber im vorliegenden Fall mit sehr gutem Erfolg angewandt werden, weil es sich hier ja um die Bestimmung der Änderung des Widerstandes, nicht direkt um die Bestimmung seines absoluten Wertes handelte. Das Grundprinzip der Methode ist durch das Schema der Fig. 4 dargestellt; E_1 und E_2 seien zwei

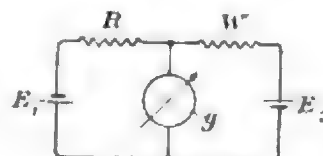


Fig. 4.

gleiche Elektrizitätsquellen. Der zu untersuchende Widerstand W wird durch den Rheostatenwiderstand R so lange abgeglichen,

1) Vergl. F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik, 10. Aufl. 1905, S. 419.

bis das Galvanometer g keinen Ausschlag mehr zeigt.

Die von uns angewandte, und durch Fig. 5 dargestellte Schaltung ist eine Erweiterung der

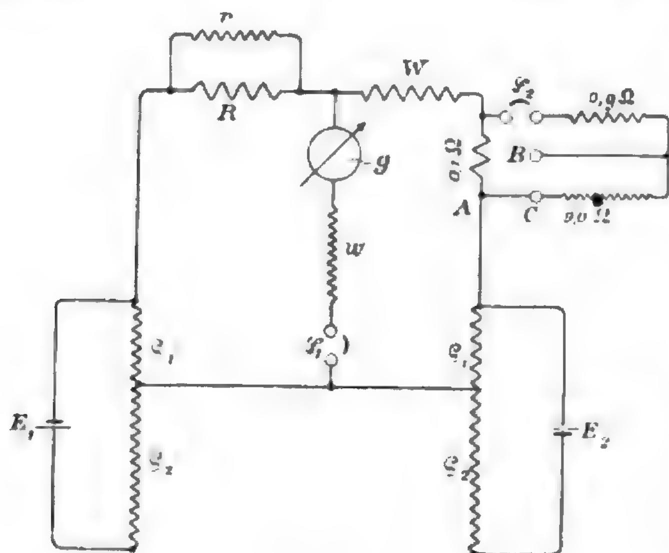


Fig. 5.

vorigen und zur Messung kleiner Widerstandsänderungen außerordentlich geeignet. Wegen der Kleinheit der Widerstände der zu untersuchenden Spiralen (meistens nur einige Ohm) konnte für E_1 und E_2 natürlich nicht die volle Spannung eines Elements zur Anwendung kommen, sondern sie mußte passend unterteilt werden. Zu dem Zweck wurden die beiden Akkumulatoren E_1 und E_2 durch die Widerstände $\varrho_1 + \varrho_2$ geschlossen und nur die an den Enden von ϱ_1 herrschenden Spannungen zur Messung benutzt. Im allgemeinen betrugen die Widerstände ϱ_1 1 oder 2 Ohm, ϱ_2 50 Ohm. Ferner wurde zur feineren Abgleichung gegen den zu untersuchenden Draht W an die Klemmen des Stöpselrheostaten R ein bis 100000 Ohm gehender Kurbelrheostat r angelegt, da bei der hohen Empfindlichkeit der ganzen Anordnung eine Änderung von nur 0,1 Ohm in R schon Ausschläge des Galvanometers weit über die ganze Skala bewirkte.

Wie schon erwähnt, sollten die durch die Magnetisierung hervorgerufenen Änderungen des Widerstandes von W unmittelbar aus dem Ausschlag des Galvanometers entnommen werden. Zu diesem Zwecke wurde von Fall zu Fall durch den Versuch bestimmt, welcher Ausschlag des Galvanometers durch eine bekannte (0,01 bezw. 0,001 Ohm) Widerstandsänderung in dem den zu untersuchenden Draht W enthaltenden Zweige hervorgerufen wurde. Deshalb befand sich in diesem Zweige ein Normal-Einzelwiderstand von 0,1 Ohm, dem mittels des Quecksilberschalters S_2 entweder 0,9 oder 0,9 + 9,0 Ohm parallel geschaltet werden konnten, je nachdem die Klemme A mit B oder mit C verbunden wurde. Die beiden Widerstände 0,9 Ohm und 9,0 Ohm waren im Interesse größerer Genauigkeit und Bequemlichkeit ebenfalls als Einzelwiderstände hergestellt. Durch Öffnen des Schalters S_2 konnte so der Widerstand des betreffenden Zweiges um genau 0,01 Ohm bezw. 0,001 Ohm vergrößert werden. Mit den hierdurch bewirkten Galvanometerausschlägen (Empfindlichkeit ε) wurden dann die durch die Magnetisierung hervorgerufenen Ausschläge α direkt verglichen. Da die zu messenden Widerstandsänderungen im Verhältnis zu den Widerständen des ganzen Kreises nur außerordentlich klein waren, so konnte einfach Proportionalität des Galvanometerausschlages mit der Änderung des Widerstandes angenommen werden.

Das Galvanometer g war ein Drehspulgalvanometer von Hartmann & Braun mit Spiegelablesung und 5 Ohm Widerstand der Meßspule, und war gerade seines geringen Widerstandes wegen für diese Schaltung vorzüglich geeignet. Um bei der Messung kleiner Widerstände keine zu starke Dämpfung zu erhalten, konnte dem Galvanometer ein passender Widerstand w vorgeschaltet werden. Der in dem Galvanometerkreis liegende Schalter S_1 war ebenfalls ein Quecksilberschalter.

Auf diese Weise ließen sich, wie aus den weiter unten mitzuteilenden Versuchsergebnissen zu ersehen ist, die Widerstandsänderungen sehr sicher bestimmen.

Auf das sorgfältigste war dafür gesorgt, daß ein Übertritt von Stromschleifen aus der Starkstromleitung des Magneten in die Meßanordnung nicht stattfinde. Deshalb waren alle mit der Starkstromleitung in Verbindung stehenden Teile, also der Elektromagnet, Regulierwiderstände, Schalter, Amperemeter usw., sowie auch die in der Nähe des Magneten befindlichen Teile der Meßanordnung vom Erdboden durch Hartgummi- und Glasunterlagen isoliert. Wurde diese Vorsichtsmaßregel nicht beachtet, so zeigte das Galvanometer stets eine Änderung seiner Einstellung, sobald man die Pole der Starkstromleitung miteinander vertauschte, ohne daß der Magnet erregt zu sein brauchte, und es ergaben demgemäß die Messungen der Widerstandsänderungen je nach der Erregungsrichtung etwas verschiedene Werte, bezw. wenn man die die Metallspiralen enthaltenden Ebonitplatten ganz aus dem Magnetfelde entfernt hatte, so ergaben sich bei Erregung des Magneten im einen oder anderen Sinne gleich große, entgegengesetzte Ausschläge des Galvanometers (von ca. 2—3 Skalenteilen). Durch die Isolation der Versuchsanordnung vom Erdboden wurde jedoch diese Fehlerquelle vollkommen beseitigt. Trotzdem wurden bei den Hauptversuchen bei allen Metallen

für jede Feldstärke je zwei Messungsreihen mit verschiedenen Richtungen des Erregungsstromes ausgeführt, um jede etwa auftretende Störung an der Abweichung der beiden Resultate sofort erkennen zu können.

Es handelt sich nur noch darum, zu zeigen, wie die durch das Steigen der Temperatur bewirkten Änderungen des Widerstandes zu eliminieren waren. Ursprünglich wurden die Beobachtungen in der Art angestellt, daß zur Zeit 0 die momentane Nullstellung n_0 des Galvanometers abgelesen und unmittelbar darnach, etwa zur Zeit 2 Sekunden, der Magnet eingeschaltet wurde, daß dann zur Zeit 30″ wieder der Stand n des Galvanometers abgelesen, der Magnet sofort wieder ausgeschaltet wurde und zur Zeit 1′ wieder die Ablesung der in der Zwischenzeit weiter gewanderten Nullage des Galvanometers erfolgte. Die Differenz der zweiten Galvanometerablesung n gegen das Mittel der beiden Nullagen ergab dann den eigentlichen Ausschlag α. Es zeigte sich jedoch bald, daß diese Art der Beobachtung bei den im Verhältnis zum Fortschreiten der Nullage kleinen Ausschlägen nicht zulässig war, weil sie auf der nicht zutreffenden Voraussetzung beruhte, daß die Änderung der Temperatur, also auch des Widerstandes bei unerregtem Feld, eine lineare Funktion der Zeit wäre. Tatsächlich war nämlich die Zunahme der Temperatur mit der Zeit meistenteils eine beschleunigte. Deshalb wurde derart verfahren, daß der Magnet immer in Zwischenräumen von $\frac{1}{2}$ Minute wechselweise erregt und wieder ausgeschaltet und ebenso dazwischen der Stand des Galvanometers genau von halber zu halber Minute abgelesen wurde. Man erhielt so für jede volle Minute den Stand n_0 des Galvanometers, der dem Widerstand des Drahtes im unerregten Feld entsprach und genau dazwischen, zu den halben Minuten, den dem Widerstand im erregten Feld entsprechenden Stand n. Die so abgelesenen Werte von n_0 wurden dann als Funktion der Zeit in Kurven aufgetragen und aus diesen die den Werten n entsprechenden zeitlichen Nullagen n'_0 graphisch interpoliert.

Bei der höchsten Erregerstromstärke von 8 Ampere mußte dieses Verfahren etwas abändert werden, weil in diesem Falle beim mehrmaligen Erregen des Magneten die Galvanometerstellung infolge der Stromwärme zu schnell wanderte. Deshalb wurde bei der dieser Erregerstromstärke entsprechenden Feldstärke H so gearbeitet, daß der Magnet nur einmal auf die Dauer von 20″ erregt, und die Galvanometerstellung n_0 vorher und nachher ca. je 5 mal in Abständen von je 10″ abgelesen wurde, um auch hier wieder den Stand n'_0 für den Moment graphisch interpolieren zu können, in dem die Ablesung n der Galvanometerstellung bei erregtem Magnete erfolgte.

Da die zu untersuchenden Drähte (und deshalb auch die Wismutspirale bei der Feldstärkemessung) während einer Messungsreihe nicht aus dem Magnetfelde entfernt wurden, sondern stets zwischen den Polschuhen verblieben, so bezeichnen die angegebenen Widerstandsänderungen, genau genommen, nur die Widerstandsänderungen für eine Zunahme der Feldstärke von dem remanenten Feld des Magneten, das mittels Induktionsschleife zu ca. 160 Gauß bestimmt wurde, auf die Feldstärke $160 + H$.

Bei den diamagnetischen und paramagnetischen Metallen, deren Permeabilität nicht viel von 1 verschieden ist, kann man diese Kurven als identisch ansehen mit den Kurven, welche die Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der absoluten Feldstärke angeben, weil die angewandten Feldstärken des Magneten bis auf den Wert von 16000 Gauß anstiegen, gegenüber welchem jene Remanenz sehr klein erscheint. Bei den ferromagnetischen Metallen jedoch genügt wegen des hohen Wertes ihrer Permeabilität schon das remanente Feld von 160 Gauß zur Erzeugung einer verhältnismäßig hohen induzierten Feldstärke B im Innern der Drähte (für Eisen z. B., je nach der Sorte, bis zu 17000 Gauß); diese letztere dürfte aber wohl für die Größe der Widerstandsänderung nicht ohne Einfluß sein. So erklärt es sich, daß bei den ferromagnetischen Metallen, wenn man vor Beginn einer Messungsreihe den Elektromagneten entmagnetisiert hatte und nach der oben beschriebenen Beobachtungsmethode arbeitete, man nach dem erstmaligen Ausschalten des Magneten nicht auf den Widerstandswert zurückkam, der unter Berücksichtigung des Temperaturganges zu erwarten gewesen wäre. Der erste Punkt der n_0-Kurve fiel dann nämlich stets aus dem geschlossenen Linienzug heraus. Deshalb wurde bei Eisen, Nickel und Kobalt vor der Messung bei jeder einzelnen Feldstärke der Magnet und damit auch der zwischen den Polen befindliche Draht selbst auf bekannte Art sorgfältigst entmagnetisiert, und durch Ablesungen in Intervallen von 10 zu 10 Sekunden die Kurven für die Abhängigkeit der Galvanometerstellung von der Zeit vor und nach dem Einschalten des Magneten aufgenommen. Durch graphische Extrapolation konnten dann die Werte von n_0 und n bestimmt werden, die gleichen Zeiten entsprachen; Beobachtungen von n_0 nach dem ersten Wiederausschalten des Magneten fanden also bei den Versuchen mit ferromagnetischen Metallen nicht statt.

Der Gang einer vollständigen Messungsreihe war also nun der, daß zu Anfang und Ende die Empfindlichkeit, d. h. die Ausschlagsänderung des Galvanometers für eine Widerstandsände-

Digitized by Google

rung von 0,001 Ohm oder 0,01 Ohm im Zweige W bestimmt wurde. Wegen des Wanderns der Ruhelage erfolgten auch hier die Ablesungen in genau gleichen Zeitintervallen (30 Sekunden); jedoch genügte hier zur Berechnung der zu der Ablesung n gehörigen Ruhelage n_0 ein einfaches Mittelnehmen aus den symmetrisch zu n gelegenen Werten von n_0, einmal, weil es sich hierbei um beträchtlich größere Ausschläge handelte, und dann vor allem, weil der Verlauf der n_0-Kurve, solange der Magnet nicht erregt war, ein nahezu geradliniger war. Solange die Temperatur während einer Messungsreihe sich nicht allzusehr änderte, blieb auch die Empfindlichkeit zu Anfang und Ende fast die gleiche. In diesem Falle wurde zur Berechnung einfach das Mittel aus den beiden zu Anfang und am Schluß jeder Messungsreihe beobachteten Empfindlichkeiten genommen. Wenn sich jedoch zu Ende ein wesentlich anderer Wert der Empfindlichkeit als zu Anfang ergab, wurde die Änderung gleichmäßig über die Messungsreihe verteilt (vgl. Zusammenstellung der Messungen). Da während einer Messungsreihe die Ruhelage des Galvanometers natürlich stark nach einer Seite hin wanderte, wurde sie vor Beginn der Messung bei einer jeden Feldstärke durch Regulieren des Rheostaten r stets wieder in den mittleren Teil der Skala zurückgeführt.

Zur besseren Erläuterung des weiteren Ganges der Messung, sowie vor allem, um ein Bild von der erreichten Genauigkeit zu geben, sei hier eine vollständige Messungsreihe mit allen Zahlen für ein Metall mitgeteilt.[1]) Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

n_0 = Nullstellung des Galvanometers.

n = Ablesung am Galvanometer bei erregtem Magnet bezw. bei Zuschalten von +0,001 Ohm (vergl. oben S. 732).

n_0' = Interpolierte Nullstellung des Galvanometers für die Zeit der Ablesung von n.

α = Berechneter Ausschlag des Galvanometers $= n - n_0'$.

ε = Empfindlichkeit der Anordnung.

$\mathfrak{J}$ = Erregerstromstärke des Magneten.

t = Temperatur des zu untersuchenden Drahtes.

W = Widerstand desselben außerhalb des Feldes.

Stromrichtung I und II bedeuten die beiden verschiedenen Richtungen des Erregerstromes des Magneten.

Zink Nr. 4. 16. Juli 1906.

Draht von 0.1 mm Durchmesser, nach Fig. 2 in Siegellack eingebettet. W = 2,89 Ohm bei 21,28° C.

ϱ_1 = je 1 Ohm, ϱ_2 = je 50 Ohm, w = 10 Ohm (vgl. Fig. 5.)

1) Das gesamte Beobachtungsmaterial wird an anderer Stelle mitgeteilt werden.

Bestimmung der Empfindlichkeit ε für $\Delta W = +0{,}001$ Ohm.

Zu Anfang:

n_0 = 489,0 494,8 500,0

n = 518,1 523,6

ε = +26,2 +26,2

Im Mittel: $\varepsilon = +26{,}2_0$.

Zu Ende:

n_0 = 500,4 515,7 526,9

n = 534,3 547,6

ε = $+26{,}2_5$ +26,3

Im Mittel: $\varepsilon = +26{,}2_8$.

Hauptmittel: $\varepsilon = +26{,}2_4$.

Zeit	n_0	n_0'	n	$\mathfrak{J}$	t	α	
0′	513,5				19,00°		Stromrichtung I
30″		516,2	517,5	0,50		$+1,3_0$	
1′	518,9						
30″		$521,6_5$	523,0	0,50		$+1,3_5$	
2′	524,4						
30″		527,2	528,6	0,50		$+1,4_0$	
3′	530,0						
			Mittel:	0,50		$+1,3_5$	
0′	535,2						Stromrichtung II
30″		$537,6_5$	538,9	0,50		$+1,2_5$	
1′	540,1						
30″		542,9	544,2	0,50		$+1,3_0$	
2′	545,7						
30″		$548,7_5$	549,8	0,50		$+1,0_5$	
3′	551,8				19,60		
			Mittel:	0,50		$+1,2_0$	
			Hauptmittel:	**0,50**	**19,30°**	$\mathbf{+1,2_8}$	
0′	$493,0_5$				19,63		Stromrichtung II
30″		494,3	500,8	1,41		+6,5	
1′	$496,0_5$						
30″		498,3	504,9	1,40		+6,6	
2′	501,2						
30″		504,4	$510,3_5$	1,40		+5,95	
3′	508,0				19,70		
			Mittel:	$1,40_3$	19,67	$+6,3_5$	
0′	$489,1_5$				19,92		Stromrichtung I
30″		490,3	$497,0_5$	1,40		$+6,7_5$	
1′	492,0						
30″		493,7	499,2	1,40		+5,5	
2′	495,3						
30″		497,6	504,1	1,40		+6,5	
3′	$499,9_5$				20,00		
			Mittel:	1,40	10,96	$+6,2_5$	
			Hauptmittel:	$\mathbf{1,40_2}$	**19,82**	$\mathbf{+6,3_0}$	
0′	471,1				20,10		Stromrichtung I
30″		473,3	$484,3_5$	2,73		$+11,0_5$	
1′	476,1						
30″		479,7	491,0	2,71		+11,3	
2′	485,0						
30″		492,8	503,9	2,73		+11,1	
3′	501,8				20,30		
			Mittel:	$2,72_3$	20,20	$+11,1_5$	
0′	$491,8_5$				20,70		Stromrichtung II
30″		495,3	506,8	2,78		+11,5	
1′	499,6						
30″		504,3	515,8	2,77		+11,5	
2′	510,8						
30″		518,9	530,0	2,77		+11,1	
3′	527,9				20,90		
			Mittel:	$2,77_3$	20,80	$+11,3_5$	
			Hauptmittel:	$\mathbf{2,74_8}$	**20,50**	$\mathbf{+11,2_4}$	

Zeit	n_0	n_0'	n	J	t	α	
0'	498,9				21,28		Stromrichtung II
10''	500,4						
20''	501,9						
30''	$503,2_5$						
40''	$504,6_5$						
50''							
1'		$507,2_5$	$526,5_5$	7,83		+19,3	
10''							
20''	$510,3_5$						
30''	$512,8_5$						
40''	516,3						
50''	521,0						
2'	526,7				21,45		
0'	$486,3_5$				22,40		Stromrichtung I
10''	487,4						
20''	488,4						
30''	$489,5_5$						
40''	490,5						
50''							
1'		492,7	511,6	7,79		+18,9	
10''							
20''	$495,7_5$						
30''	$497,7_5$						
40''	500,9						
50''	505,0						
2'	509,9				22,52		
		Hauptmittel:		**7,81**	**21,92**	**+19,1**	

Nach diesem Schema wurden die Widerstandsänderungen als Funktion der Feldstärke bei allen Metallen bestimmt, außer bei Eisen, Nickel und Kobalt, bei denen nach der auf Seite 733 angegebenen Methode verfahren wurde. Die Hauptmittel sowie die Schlußresultate für die einzelnen Feldstärken sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Dabei gelten außer den schon auf Seite 734 angegebenen Bezeichnungen noch folgende:

W_t = Widerstand im Felde 0, auf die Beobachtungstemperatur t umgerechnet.

ΔW = Widerstandsänderung infolge der Magnetisierung $= 0{,}001 \cdot \frac{\alpha}{\varepsilon}$ bezw. $= 0{,}01 \cdot \frac{\alpha}{\varepsilon}$ bezw. $= 0{,}1 \cdot \frac{\alpha}{\varepsilon}$.

$\frac{\Delta W}{W_t}$ = Widerstandsänderung in Teilen des Ganzen ausgedrückt.

J = Erregerstromstärke des Magneten.

H = Feldstärke des Magneten.

Material	Datum	Empfindlichkeit ε in Skalenteilen	Erregerstromstärke J in Amp	H in Gauß	t in °C	Galvanometerausschlag α in Skalenteil.	ΔW in Ohm	W_t in Ohm	$\frac{\Delta W}{W_t}$
Silber No. 1. $W = 3{,}67\ \Omega$ bei 20,47° C. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	2. VII. 06.	$+27{,}5_8$	0,51	3450	23,49	$+0{,}6_0$	$+0{,}0_3021_5$	$3{,}71_1$	$+0{,}0_405_8$
	"	$+34{,}3_1$	1,41	8480	19,98	$+3{,}0_7$	$+0{,}0_3089_1$	$3{,}66_5$	$+0{,}0_424_1$
	"	"	2,82	11530	20,96	$+6{,}6_0$	$+0{,}0_3192_1$	$3{,}67_7$	$+0{,}0_452_2$
	"	"	8,03	16200	22,36	+12,3	$+0{,}0_3359_1$	$3{,}69_8$	$+0{,}0_497_2$
Platin No. 2. $W = 13{,}18\ \Omega$ bei 20,47°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	2. VII. 06.	$+18{,}2_1$	2,81	11500	23,09	$+1{,}3_7$	$+0{,}0_307_5$	$13{,}31_1$	$+0{,}0_405_6$
	4. VII. 06.	$+18{,}3_6$	8,04	10210	21,70	$+2{,}5_5$	$+0{,}0_313_8$	$13{,}24_2$	$+0{,}0_410_4$
Tantal No. 1. $W = 22{,}95\ \Omega$ bei 20,47°. Von Siemens & Halske freundlichst zur Verfügung gestellt. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	4. VII. 06.	+7,9	2,79	11470	23,24	$+1{,}1_1$	$+0{,}0_313_9$	$23{,}14_6$	$+0{,}0_560_2$
	"	"	8,00	16180	24,29	$+1{,}4_5$	$+0{,}0_318_4$	$23{,}21_3$	$+0{,}0_579_1$
Kadmium No. 1. $W = 2{,}93\ \Omega$ bei 20,47°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,2 mm Durchmesser. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	6. VII. 06.	$+25{,}9_6$	0,52	3500	20,26	$+2{,}7_0$	$+0{,}0_2010_7$	$2{,}92_7$	$+0{,}0_3036_7$
	7. VII. 06.	$+25{,}7_9$	1,41	8480	21,20	$+15{,}0_1$	$+0{,}0_2058_3$	$2{,}93_9$	$+0{,}0_2198_5$
	"	"	2,79	11470	21,07	$+28{,}4_7$	$+0{,}0_2110_1$	$2{,}94_5$	$+0{,}0_2374_3$
	6. VII. 06	$+25{,}8_6$	8,00	16220	22,21	$+52{,}1_7$	$+0{,}0_2201_6$	$2{,}95_7$	$+0{,}0_2683_6$
Zinn No. 1. $W = 4{,}68\ \Omega$ bei 20,47°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,2 mm Durchmesser. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	13. VII. 06.	$+38{,}0_6$	0,50	3430	20,74	$-0{,}0_1$	$-0{,}0_5000_3$	$4{,}68_6$	$-0{,}0_40006$
	"	"	1,40	8440	20,98	$+1{,}4_4$	$+0{,}0_3037_5$	$4{,}69_7$	$+0{,}0_408_1$
	"	"	2,78	11460	21,60	$+5{,}4_6$	$+0{,}0_3143_1$	$4{,}70_6$	$+0{,}0_430_7$
	"	"	7,93	16130	23,12	$+10{,}0_6$	$+0{,}0_3278_7$	$4{,}73_7$	$+0{,}0_458_8$
Gold No. 2. $W = 1{,}228\ \Omega$ bei 20,47°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2		für $+0{,}001\ \Omega$							
	14. VII. 06	$+62{,}8_3$	0,56	3720	20,25	$+0{,}4_8$	$+0{,}0_5007_6$	$1{,}227_6$	$+0{,}0_406_2$
	"	"	1,47	8650	20,42	$+1{,}9_6$	$+0{,}0_5030_2$	$1{,}227_9$	$+0{,}0_424_6$
	"	"	2,88	11630	21,09	$+3{,}9_9$	$+0{,}0_5063_5$	$1{,}230_8$	$+0{,}0_451_6$
	"	"	8,00	16220	23,03	$+7{,}0_0$	$+0{,}0_5111_1$	$1{,}230_6$	$+0{,}0_489_9$
Palladium No. 2. $W = 10{,}60\ \Omega$ bei 20,47°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	14. VII. 06.	$+23{,}7_1$	1,39	8430	24,45	$+1{,}7_2$	$+0{,}0_307_2$	$10{,}75_2$	$+0{,}0_406_7$
	"	"	2,78	11460	23,97	$+3{,}7_5$	$+0{,}0_315_5$	$10{,}73_4$	$+0{,}0_414_7$
	"	"	7,88	16110	25,24	$+7{,}5_2$	$+0{,}0_331_7$	$10{,}78_2$	$+0{,}0_429_4$

Material	Datum	Empfindlichkeit ε in Skalenteilen	Erregerstromstärke J in Amp	H in Gauß	t in °C	Galvanometerausschlag α in Skalenteil.	ΔW in Ohm	W_t in Ohm	$\frac{\Delta W}{W_t}$
Zink No. 4. $W = 2{,}89\ \Omega$ bei 21,28°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	16. VII. 06.	$+26{,}2_4$	0,50	3400	19,30	$+1{,}2_8$	$+0{,}0_304_9$	$2{,}86_9$	$+0{,}0_3017$
	"	"	1,40	8440	19,82	$+6{,}3_0$	$+0{,}0_324_0$	$2{,}87_4$	$+0{,}0_3083$
	"	"	2,75	11400	20,50	$+11{,}2_6$	$+0{,}0_342_9$	$2{,}88_2$	$+0{,}0_3148$
	"	"	7,81	16080	21,92	$+19{,}1$	$+0{,}0_372_7$	$2{,}89_7$	$+0{,}0_3251$
Kupfer No. 1. $W = 1{,}212_5\ \Omega$ bei 22,40°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	23. VII. 06.	$+45{,}7_5$	1,40	8440	23,51	$+1{,}3_0$	$+0{,}0_428_4$	$1{,}218_2$	$+0{,}0_423_3$
	"	"	2,75	11420	23,75	$+2{,}6_0$	$+0{,}0_456_8$	$1{,}219_4$	$+0{,}0_446_6$
	"	"	7,86	16100	24,78	$+4{,}4_5$	$+0{,}0_497_3$	$1{,}224_6$	$+0{,}0_479_4$
Blei No. 1. $W = 2{,}04\ \Omega$ bei 20,10°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,3 mm Durchmesser. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	25. VII. 06.	$+33{,}7_0$	0,48	3220	20,92	$+0{,}1_0$	$+0{,}0_403_0$	$2{,}04_7$	$+0{,}0_401_4$
	"	"	2,72	11360	21,27	$+0{,}2_7$	$+0{,}0_408_0$	$2{,}05_0$	$+0{,}0_403_9$
	"	"	7,69	16000	21,85	$+0{,}9_3$	$+0{,}0_427_6$	$2{,}05_5$	$+0{,}0_413_4$
Kobalt No. 2. $W = 0{,}290\ \Omega$ bei 20,40°. Von der Physikal.-Techn. Reichsanstalt freundlichst zur Verfügung gestellt. Band von 0,2 mm Dicke und 0,5 mm Breite. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	26. VII. 06.	$+76{,}2_4$	0,57	3800	20,55	$-13{,}0_4$	$-0{,}0_2017_1$	$0{,}290_1$	$-0{,}0_205_8$
	"	"	1,33	8200	20,75	$-94{,}3_7$	$-0{,}0_2123_7$	$0{,}290_3$	$-0{,}0_2420_2$
	"	"	2,76	11420	21,19	$-126{,}0$	$-0{,}0_2165_3$	$0{,}290_8$	$-0{,}0_2568_5$
	"	"	7,97	16160	22,95	$-133{,}6$	$-0{,}0_2175_2$	$0{,}292_5$	$-0{,}0_2599_0$
Nickel No. 3. $W = 4{,}065\ \Omega$ bei 19,83°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}1\ \Omega$							
	27. VII. 06.	$+385{,}0_2$	0,054	350	19,92	$+1{,}6_5$	$+0{,}00042_9$	$4{,}067_0$	$+0{,}00010_5$
	"	$+384{,}6_0$	0,110	720	20,16	$+1{,}8_5$	$+0{,}00048_1$	$4{,}072_4$	$+0{,}00011_8$
	"	$+384{,}1_8$	0,220	1490	20,22	$-13{,}3_5$	$-0{,}00347_5$	$4{,}073_7$	$-0{,}00085_3$
	"	$+383{,}7_7$	0,448	3000	20,27	$-135{,}1$	$-0{,}0352_1$	$4{,}074_8$	$-0{,}00864$
	"	$+383{,}3_3$	1,43	8540	20,38	$-207{,}3$	$-0{,}0540_8$	$4{,}077_3$	$-0{,}0132_6$
	"	$+382{,}9_3$	2,85	11580	20,48	$-217{,}7$	$-0{,}0568_6$	$4{,}079_5$	$-0{,}0139_4$
	"	$+382{,}5_1$	8,03	16200	21,15	$-231{,}4$	$-0{,}0605_1$	$4{,}094_5$	$-0{,}0147_8$
Eisen No. 2. $W = 2{,}877\ \Omega$ bei 23,60°. Von Dieskau & Co. in Charlottenburg bezogen. Sogenannter Klavierdraht. Durchmesser 0,2 mm. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	23. VII. 06.	$+255{,}8$	0,030	110	19,89	$-2{,}8$	$-0{,}0_2010_9$	$2{,}825_8$	$-0{,}0_3038$
	"	"	0,066	470	19,51	$-2{,}7_5$	$-0{,}0_2010_8$	$2{,}820_6$	$-0{,}0_3038_1$
	19. VII. 06.	$+248{,}5$	0,20	1330	27,20	$-3{,}5$	$-0{,}0_2014_1$	$2{,}926_7$	$-0{,}0_3048$
	"	"	0,50	3400	27,62	$-6{,}2$	$-0{,}0_2024_9$	$2{,}932_5$	$-0{,}0_3085_1$
	23. VII. 06.	$+255{,}8$	1,40	8440	20,20	$-11{,}8$	$-0{,}0_2046_1$	$2{,}830_1$	$-0{,}0_3163$
	"	"	2,80	11480	20,30	$-28{,}2$	$-0{,}0_2110_2$	$2{,}831_6$	$-0{,}0_3389_3$
Eisen No. 3. $W = 4{,}875\ \Omega$ bei 22,04°. Von Hartmann & Braun in Bockenheim bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	25. VII. 06.	$+355{,}6_8$	0,20	1330	23,30	$+44{,}0$	$+0{,}0_2123_7$	$4{,}904_5$	$+0{,}0_3252$
	"	"	0,57	3800	23,20	$+86{,}3$	$+0{,}0_2242_6$	$4{,}902_1$	$+0{,}0_3495$
	"	"	1,00	6400	23,10	$+61{,}8$	$+0{,}0_2173_6$	$4{,}809_5$	$+0{,}0_3354$
	"	"	1,30	8100	23,11	$+18{,}9$	$+0{,}0_2053_1$	$4{,}900_0$	$+0{,}0_3108_1$
	"	"	2,68	11290	23,16	$-97{,}3$	$-0{,}0_2273_6$	$4{,}901_2$	$-0{,}0_3558$
	"	"	7,70	16000	23,50	$-150{,}1$	$-0{,}0_2422_0$	$4{,}909_2$	$-0{,}0_3859$
Eisen No. 4. $W = 16{,}15\ \Omega$ bei 22,4°. Von Hartmann & Braun in Bockenheim bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	19. VII. 06.	$+77{,}7$	0,53	3580	21,32	$+54{,}4_5$	$+0{,}00700_8$	$16{,}06_0$	$+0{,}0_3436_3$
	"	$+77{,}3$	1,01	6520	21,67	$+35{,}2$	$+0{,}00455_4$	$16{,}09_3$	$+0{,}0_3283$
	"	$+76{,}8$	1,33	8300	22,12	$-3{,}5$	$-0{,}00045_6$	$16{,}12_8$	$-0{,}0_3028$
	"	$+76{,}3$	2,72	11360	22,68	$-80{,}7$	$-0{,}01057_7$	$16{,}17_2$	$-0{,}0_3654$
	"	$+75{,}3$	7,58	15960	24,61	$-116{,}4$	$-0{,}01545_8$	$16{,}32_1$	$-0{,}0_3947_1$
Eisen No. 5. $W = 13{,}80\ \Omega$ bei 20,60°. Derselbe Draht wie Eisen No. 4, jedoch als bifilare Spirale zwischen Wachs montiert nach Fig. 1.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	26. VII. 06.	$+91{,}3_7$	0,32	2150	26,15	$+30{,}9$	$+0{,}00338$	$14{,}16_8$	$+0{,}0_20239$
	"	$+91{,}6_2$	0,68	4500	25,94	$+44{,}2$	$+0{,}00482$	$14{,}15_4$	$+0{,}0_20341$
	"	$+91{,}8_9$	1,05	6820	25,66	$+20{,}8$	$+0{,}00226$	$14{,}13_5$	$+0{,}0_20160$
	"	$+92{,}1_5$	1,40	8440	25,55	$-27{,}5$	$-0{,}00298$	$14{,}12_8$	$-0{,}0_20211$
	"	$+92{,}4_2$	2,62	11190	25,50	$-107{,}2$	$-0{,}01160$	$14{,}12_4$	$-0{,}0_20821$
	"	$+92{,}6_8$	8,04	16210	25,88	$-150{,}3$	$-0{,}01622$	$14{,}15_0$	$-0{,}0_21140$
Dasselbe.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	24. VII. 06.	$+9{,}45$	7,53	15930	21,70	$-147{,}3$	$-0{,}01559$	$13{,}87_3$	$-0{,}0_21124$

Um einen besseren Überblick über die erhaltenen Resultate zu gewinnen, sind für sämtliche untersuchten Metalle die Widerstandsänderungen $\frac{\Delta W}{W_t}$ als Funktion der Feldstärke H graphisch dargestellt (s. Fig. 6 u. 7). Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Kurven zum Teil in verschiedenen Ordinatenmaßstäben aufgetragen sind und sich deshalb nicht ohne weiteres direkt miteinander vergleichen lassen.

Betrachtet man diese Kurven in Bezug auf den allgemeinen Charakter der Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Feldstärke, ohne zunächst auf die numerischen Werte Rücksicht zu nehmen, so fällt sofort auf, daß die ferromagnetischen Metalle (Fig. 7) sich gänzlich verschieden von den para- und diamagnetischen (Fig. 6) verhalten. Die untersuchten para- und diamagnetischen Metalle zeigen durchweg eine Widerstandsvergrößerung im magnetischen Feld. Dies Resultat widerspricht insofern der in der Literatur vorhandenen Anschauung, als man bisher glaubte, bei paramagnetischen Metallen ein den diamagnetischen entgegengesetztes Verhalten annehmen zu müssen, d. h. eine Widerstandsverminderung infolge von Magnetisierung vorauszusetzen. Diese irrtümliche Auffassung beruht auf der nicht zutreffenden Annahme, daß paramagnetische Metalle sich bei der Magnetisierung ebenso verhalten wie ferromagnetische, also daß man die bei ferromagnetischen Metallen tatsächlich beobachteten Widerstandsverminderungen auch glaubte voraussetzen zu dürfen bei paramagnetischen Metallen, bei denen Widerstandsänderungen infolge von Magnetisierung bisher überhaupt noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen worden sind. Daß bezüglich der Widerstandsänderungen im Magnetfeld ein solcher Unterschied zwischen paramagnetischen und diamagnetischen Metallen ohne weiteres nicht vorausgesetzt zu werden braucht, erhellt auch schon aus der bekannten und durch die vorliegenden Messungen in größerem Umfange bestätigten Tatsache, daß die Größe der Widerstandsänderungen in keinem bemerk-

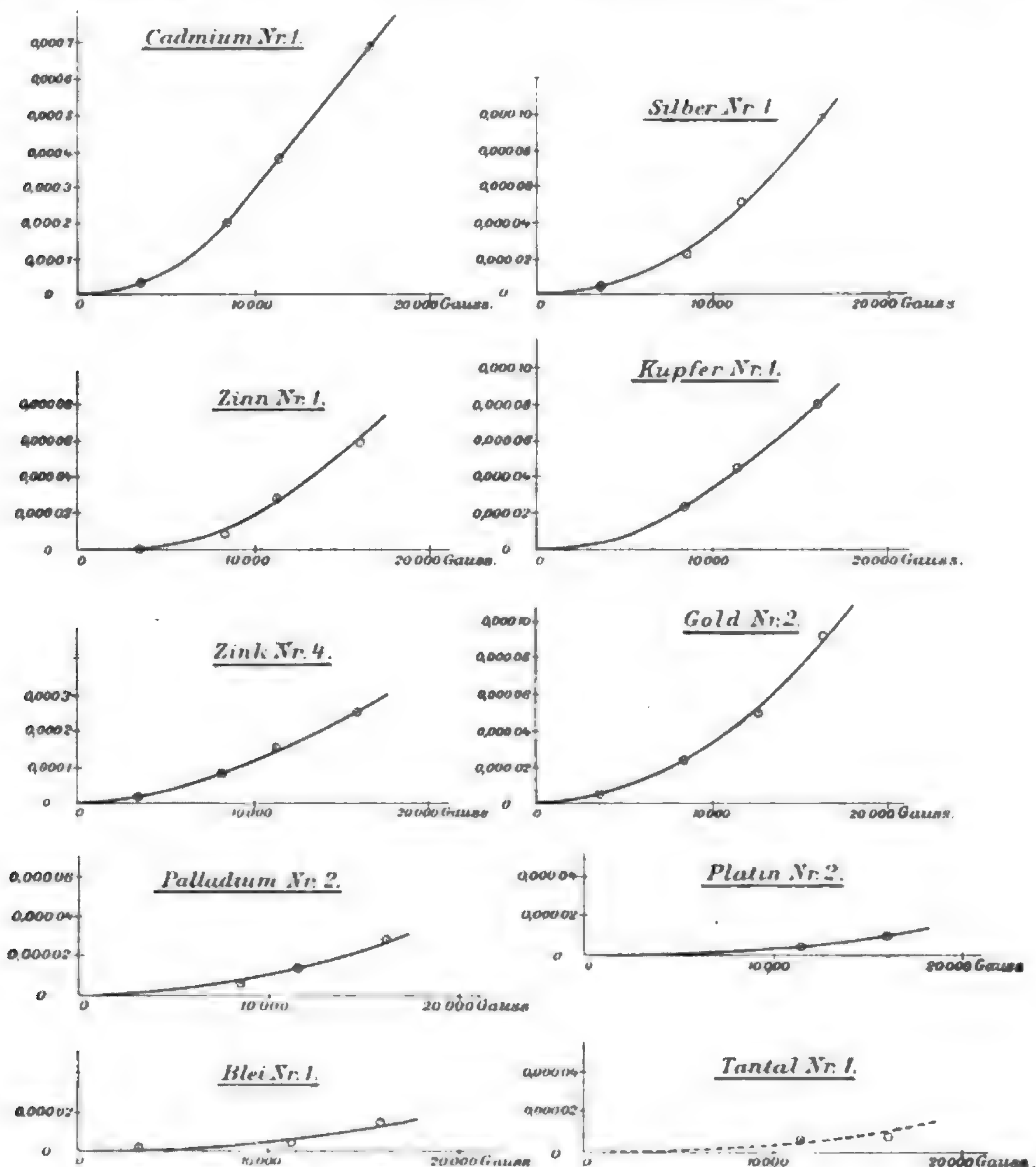


Fig. 6.

baren Zusammenhang mit der Suszeptibilität steht.

Allerdings wäre es auch nicht ausgeschlossen, daß die paramagnetischen Metalle im Magnetfeld in Wirklichkeit eine Verminderung ihres spezifischen Widerstandes infolge molekularer Umlagerung erfahren, daß diese Widerstandsverminderung jedoch dadurch verdeckt wird, daß bei Erregung des zur Stromrichtung senkrechten Magnetfeldes die vorher über den Querschnitt des Drahtes gleichmäßig verteilten Stromfäden eine Verschiebung erfahren, wodurch eine scheinbare Vermehrung des Widerstandes eintreten müßte. Ob diese jedoch hinreichen könnte, eine etwa vorhandene Widerstandsverminderung zu verdecken, wäre erst durch Rechnung festzustellen.

Weiter zeigt die Betrachtung der Kurven für die diamagnetischen und paramagnetischen Metalle, daß, abgesehen von Tantal, bei dem die numerischen Werte wegen ihrer Kleinheit nicht ganz sicher sind, die Widerstandsänderungen mit der Feldstärke zunächst beschleunigt zunehmen, und dann von einer gewissen Feldstärke ab bei manchen Metallen fast linear verlaufen, ein Verhalten, das dem des Wismuts ganz analog ist.

Bemerkenswert ist ferner noch das Verhalten des Palladiums; bei diesem ging nämlich der Widerstand nach dem Aufhören der magnetisierenden Kraft nicht momentan wieder auf den Anfangswert zurück, wie bei den anderen Metallen, sondern erst nach ca. 1/2 Minute. Diese Erscheinung wurde jedoch vorläufig nicht weiter verfolgt.

Ordnet man die diamagnetischen und paramagnetischen Metalle entsprechend der Größe ihrer Widerstandsänderungen in starken Feldern, so ergibt sich folgende Reihe:

(Wismut), Kadmium, Zink, Silber, Gold, Kupfer, Zinn, Palladium, Blei, Platin, Tantal.

Ein von dem geschilderten wesentlich verschiedenes Verhalten zeigen dagegen die drei untersuchten ferromagnetischen Metalle Eisen, Nickel und Kobalt. Wie auch schon früher bekannt war, zeigen alle drei in starken Feldern eine Widerstandsabnahme. Bei Kobalt nimmt der Widerstand mit wachsender Feldstärke zunächst beschleunigt ab, um dann von einem gewissen Punkt ab wieder immer

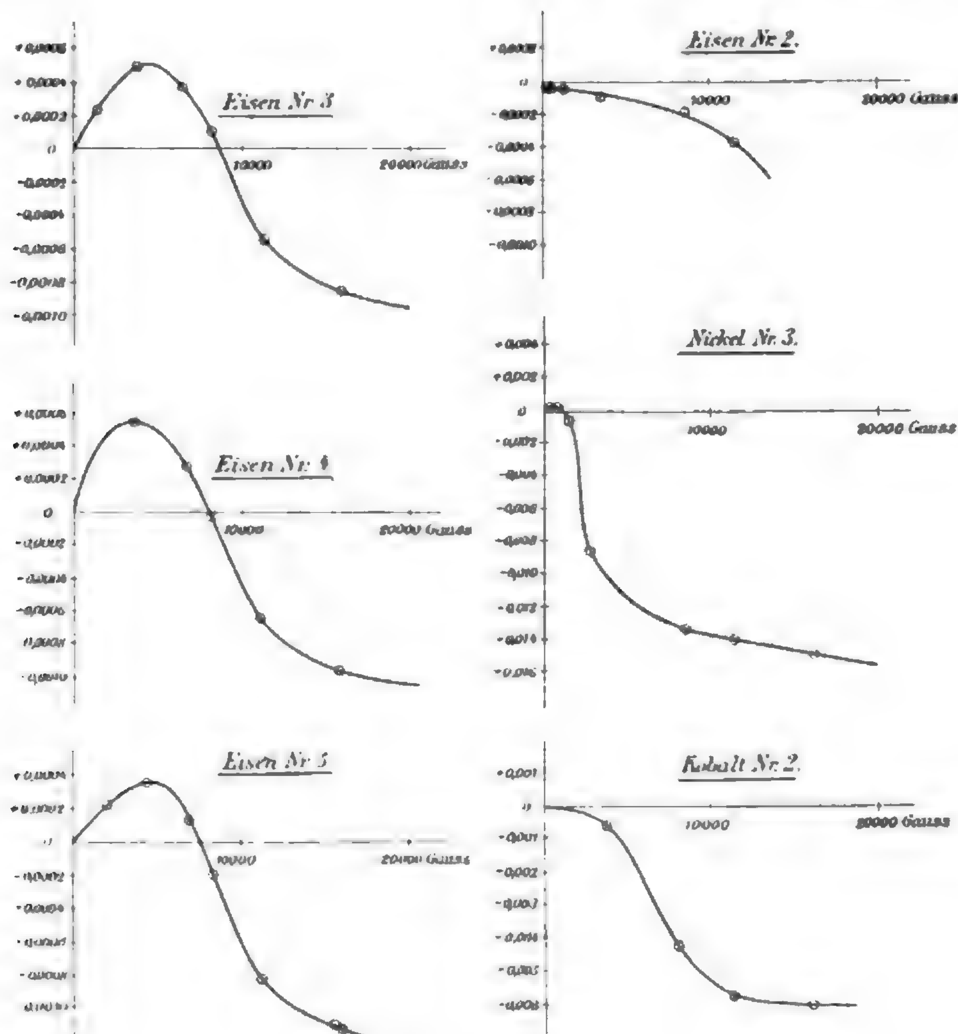


Fig. 7.

langsamer abzunehmen. Der Verlauf dieser Kurve erinnert an den der Magnetisierungskurve, was auch von vornherein erklärlich ist, da für die Größe der Widerstandsänderung die im Innern des Drahtes herrschende induzierte Feldstärke sicherlich von Einfluß ist.

Sehr eigentümlich ist das Verhalten der Eisendrähte No. 3, 4 und 5; alle drei ergaben nämlich stets bei steigender Feldstärke zuerst eine Widerstandszunahme, deren Maximum bei etwa 4000 Gauß liegt und ca. 0,0004 bis 0,0005 beträgt. Bei ca. 8000 Gauß war dann wieder der Anfangswert des Widerstandes erreicht und erst darüber hinaus trat eine Widerstandsabnahme ein. Diese Drähte waren von Hartmann & Braun in Bockenheim bezogen, und zwar besitzt No. 3 eine Stärke von 0,1 mm, No. 4 und 5 dagegen eine solche von nur 0,05 mm. Als bei dem Eisendraht No. 3, der zwischen Siegellack eingebettet lag, zuerst diese eigentümliche Umkehr der magnetischen Wirkung, von der in der Literatur nirgends etwas erwähnt ist, beobachtet wurde, lag zunächst die Annahme nahe, der Eisendraht könnte trotz seiner festen Einbettung sich noch bewegen oder würde von dem Magneten so stark angezogen, daß eine Deformation der Kupferstreifen, an denen er angelötet war, hervorgebracht würde. Jedoch war beim Einschalten des Magneten eine Bewegung der den Draht einschließenden Hartgummiplatten nicht zu bemerken, und selbst, wenn man die letzteren absichtlich so stark, als es der Polabstand zuließ, mit der Hand bewegte, so wurden hierdurch Ausschläge des Galvanometers von nur ca. 3 bis 5 Skalenteilen hervorgerufen. Der gleichfalls zwischen Siegellack eingeschlossene 0,05 mm dicke Eisendraht No. 4 zeigt fast genau das gleiche Verhalten, trotzdem seine Eisenmasse nur ca. $^1/_4$ von der des Drahtes No. 3 beträgt. Es bliebe also zur Erklärung der beobachteten anfänglichen Widerstandsvergrößerung nur noch die Annahme übrig, daß entsprechend der Dicke der Glimmerblättchen, um die die Drähte gewickelt waren, ein Stück der letzteren, begünstigt durch die hohe Permeabilität des Eisens, vielleicht longitudinal magnetisiert würde und demgemäß eine Widerstandsvergrößerung erführe. Deshalb wurde das Präparat No. 5 aus dem gleichen 0,05 mm dicken Draht, aber als vollkommen flache bifilare Spirale (auf Wachs) gewickelt. Jedoch auch hier ergab sich, wie aus den Kurven ersichtlich, ein ganz analoges Verhalten.

Allgemein allen Eisenarten scheint dieses eigentümliche Verhalten jedoch nicht zuzukommen. Es wurde nämlich schließlich noch der Eisendraht No. 2 untersucht, der aus sogenanntem Klavierdraht von 0,2 mm Dicke als bifilare Spirale zwischen Wachs hergestellt war; er sollte zu den Hauptversuchen eigentlich nicht benutzt werden, weil diese Art der Montierung bei der verhältnismäßig großen Eisenmasse nicht als sicher genug erschien; jedoch können die bei geringeren Feldstärken erhaltenen Resultate wohl als genügend beweiskräftig gelten. Dieser Draht zeigte von vornherein, schon bei den geringsten Feldstärken, eine Widerstandsabnahme. Es scheint sich also auch hier zu bestätigen, daß die magnetischen Eigenschaften des Eisens durch geringe Verunreinigungen und Zusätze stark verändert werden. Um vollkommene Klarheit in dieser Frage zu erzielen, wäre die Untersuchung einer möglichst großen Zahl von Eisensorten erforderlich, was einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben soll.

Nach diesen Beobachtungen erklärt es sich auch zwanglos, weshalb manche Forscher beim Eisen eine Widerstandsvermehrung, andere dagegen eine Widerstandsverminderung infolge transversaler Magnetisierung beobachteten.

Ein ähnliches Verhalten wie Eisen zeigt auch der Nickeldraht, indem auch hier bei zunehmender Feldstärke zunächst eine Widerstandsvergrößerung (im Maximum 0,0005 bei etwa 600 Gauß), und erst von einer Feldstärke von etwa 1000 Gauß ab eine Widerstandsverminderung eintrat.

Durch unsere Beobachtungen an Eisen und Nickel werden teilweise die Angaben von Herrn Garbasso[1]) insofern bestätigt, als er ebenfalls für Eisen und Nickel eine Zunahme des Widerstandes bei transversaler Magnetisierung findet; nach ihm soll indessen das Maximum bei 3300 bezw. 2200 Gauß liegen und den Wert 0,0026 bezw. 0,0125 erreichen. Von einer späteren Abnahme des Widerstandes bei wachsender Feldstärke unter den Anfangswert ist jedoch in der Arbeit des Herrn Garbasso nichts erwähnt.

Eine genaue numerische Bestimmung der remanenten Widerstandsänderungen bei Eisen, Nickel und Kobalt konnte auf die angegebene Art nicht ausgeführt werden, weil die Drähte ja stets zwischen den Polen verbleiben mußten, und in diesem Fall die Wirkung des remanenten Feldes des Magneten nicht ausgeschaltet werden konnte. Jedoch sei erwähnt, daß bei Eisen No. 3, 4 und 5 nach dem Ausschalten des Magneten der Widerstand stets einen höheren Wert als zu Anfang besaß, auch wenn die Feldstärke mehr als 8000 Gauß betragen hatte, d. h. also, auch nachdem eine Widerstandsverminderung stattgefunden hatte. Nach den angegebenen Resultaten ist dieses Verhalten auch ohne weiteres erklärlich, weil diese Eisendrähte in schwachen Magnet-

1) A. Garbasso, Atti di Torino **27**, 839, 1891; Naturw. Rundschau **6**, 637, 1891.

feldern, also auch im remanenten Feld des Elektromagneten eine Widerstandsvergrößerung zeigen.

Von den ferromagnetischen Metallen zeigt in starken Feldern Nickel die größte Widerstandsverminderung, dann folgt Kobalt und dann Eisen.

In dem vorliegenden Beobachtungsmaterial, das wir durch weitere Versuche noch auszudehnen beabsichtigen, ist nunmehr für eine größere Anzahl von Metallen das Verhalten ihrer Leitfähigkeit im magnetischen Felde mit Sicherheit festgestellt und somit eine breitere experimentelle Grundlage für die Theorie der Elektronenbewegung in Metallen gewonnen.

Zum Schlusse möchten wir auch an dieser Stelle den Herren Kandidaten Alfred Brasch und Georg Fuchs, die uns sowohl bei der Bestimmung der Feldstärken und der absoluten Widerstände der Metalldrähte, als auch bei den Berechnungen wertvolle Hilfe geleistet haben, unsern verbindlichen Dank aussprechen.

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte den Vortragenden gern nach einem Punkt fragen. Nach den Vorstellungen, die man sich über den Mechanismus dieser Widerstandsänderungen gemacht hat, ist es nicht unwahrscheinlich, daß die Größe der Widerstandsänderung davon abhängt, ob der Vorgang adiabatisch oder isotherm vor sich geht, d. h. also, die Änderungen würden andere sein, wenn man die Drähte in Wachs einbettet oder ob man sie in ein nichtleitendes Flüssigkeitsbad hineinsetzt. Einfacher würde für den Vergleich mit der Theorie die isotherme Widerstandsänderung sein, während hier die adiabatische vorliegt. Denn wenn ich nicht irre, sagte der Vortragende, daß es eine bestimmte Zeit dauerte, bis die Widerstandsänderung vollständig eintrat, und das spricht dafür, daß der Vortragende einen adiabatischen Effekt gemessen hat. Ich frage nun, ob durch Versuche festgestellt ist, ob dieses den Tatsachen entspricht oder wahrscheinlich gemacht wird.

Vortragender: Die Widerstandsänderung trat sofort bei der Magnetisierung ein, die Galvanometerablesung erfolgte in Rücksicht auf die Schwingungsdauer des Galvanometers nach 20 bezw. 30 Sekunden. Versuche, darüber, ob der Vorgang ein adiabatischer oder isothermer ist, haben wir nicht ausgeführt.

Leo Grunmach (Berlin), Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff.[1])

In drei früheren Abhandlungen, welche der Berliner Akademie vorgelegt worden sind[2]), und über welche ich auf früheren Naturforscherversammlungen (zu Aachen, zu Hamburg und zu Breslau) zu berichten die Ehre hatte[3]), habe ich gezeigt, daß man die Kapillarwellenmethode zur genauen Bestimmung der Oberflächenspannungen verflüssigter Gase, und wenn deren kritische Temperaturen bekannt sind, auch zur Ermittelung ihrer Molekulargewichte anwenden kann.

In der vorliegenden Arbeit, welche eine Fortsetzung dieser Untersuchungen bildet, will ich mir erlauben, über die Ergebnisse meiner Messungen an flüssigem Sauerstoff und an flüssigem Stickstoff in Kürze zu berichten. Der flüssige Sauerstoff wurde in größeren Dewarschen Flaschen (mit 98 Proz. Reingehalt) bezogen von der Aktiengesellschaft für Markt- und Kühlhallen in Berlin, der flüssige Stickstoff durch freundliche Vermittelung des Herrn Prof. Dr. von Linde von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen aus München. Der letztere war dadurch hergestellt worden, daß Stickstoff, der durch Rektifikation flüssiger Luft gewonnen und in Stahlflaschen komprimiert worden war, mit Hilfe flüssiger Luft verflüssigt wurde. Der komprimierte Stickstoff in den Stahlflaschen hatte nach den Angaben des Herrn Dr. F. Linde einen Sauerstoffgehalt von etwa 1,6 Proz.; der verflüssigte Stickstoff aber kann bis auf einen kleinen Gehalt an Argon als rein angesehen werden, nur ist es nicht ausgeschlossen, daß beim Einfüllen des verflüssigten Stickstoffs in die Dewarsche Glasflasche etwas Sauerstoff aus der Atmosphäre in die Flüssigkeit übergegangen ist. Übrigens wird die Reinheit sowohl des flüssigen Sauerstoffs, wie des flüssigen Stickstoffs durch die an ihnen ausgeführten, weiter unten mitgeteilten Siedepunktsbestimmungen vollauf bestätigt. Für die Versuche wurden die verflüssigten Gase aus den größeren Dewarschen Flaschen durch Filter in die zur Beobachtung dienenden halbkugelförmigen Dewarschen Gefäße hineinfiltriert, welche möglichst erschütterungsfrei auf einem die Grundplatte des Stimmgabelstativs frei durchsetzenden, also unabhängig von ihm fest aufgestellten Dreifuße ruhten. Die Gefäße sind ebenso wie die Stimmgabelspitzen auf das sorgfältigste zu reinigen. Ist an einer Stelle die geringste Spur einer Verunreinigung vorhanden, so steigen von

1) Aus den Sitzungsber. der Berliner Akademie d. Wissensch. vom 26. Juli 1906. S. 679.

2) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1900, S. 829; 1901. S. 914 und 1904, S. 1198.

3) Diese Zeitschr. 1, 613, 1900; 3, 217, 1902; 5, 677, 1904.

dort ununterbrochen Gasbläschen auf, die die Ausbildung der Kapillarwellen stören und eine genaue Messung derselben vereiteln. Sind aber Gefäße und Spitzen vollkommen rein, und werden letztere nur wenig eingetaucht, so treten bei vorsichtigem Erregen der Stimmgabel die Kapillarwellen mit einer Schärfe und Unveränderlichkeit auf, wie man sie schöner nicht auf reinstem Quecksilber erhalten kann. Nur bei der ersten Messungsreihe mit Sauerstoff — deren Ergebnis deshalb hernach auch nur das Gewicht $^1/_2$ beigelegt wird — fand häufiger von einer Stelle der Gefäßwand aus eine die Schärfe der Kapillarwellen störende Gasentwickelung statt, als deren Ursache sich später ein an jener Stelle befindliches Bläschen in der Glaswandung herausstellte. Die Versuchsanordnung und die Beobachtungsmethode waren die gleichen, wie bei meinen früheren Versuchen[1]); nur kam diesmal nicht die früher benutzte Stimmgabel (von 253 Schwingungen) zur Verwendung, sondern, um längere Kapillarwellen zu erhalten, eine mit Platinspitzen versehene, mit P. T. R. II 189 bezeichnete Stimmgabel von geringerer Schwingungszahl, die nach den Bestimmungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch die Gleichung gegeben ist:

$$n_t = 156{,}94 - 0{,}016\,(t - 19^0\ \mathrm{C}).$$

Zur Berechnung der Oberflächenspannung diente wieder die allgemeine Gleichung

$$\alpha = \frac{\sigma n^2 \lambda^3}{2\pi} - g\frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2}\ \mathrm{dyn/cm},$$

in welcher σ die Dichte, n die Schwingungszahl, λ die Wellenlänge und g die Erdbeschleunigung bedeuten.

Bevor ich zur Mitteilung der Messungen selbst übergehe, möchte ich hier noch auf eine merkwürdige Bewegungserscheinung der Flüssigkeitsoberfläche hinweisen, die ich früher schon bei meinen Versuchen mit flüssiger Luft beobachtet und erwähnt[2]), und die ich jetzt wieder mit großer Deutlichkeit beobachtet habe. Sobald nämlich die Stimmgabelspitzen die Oberfläche der verflüssigten Gase berühren, ohne von ihnen infolge des Leidenfrostschen Phänomens benetzt zu werden, bildet sich zwischen den Spitzen, auch ohne Erregung der Stimmgabel, ein zwar schwaches, aber bei erschütterungsfreier Aufstellung und vollkommen ruhiger Oberfläche deutlich erkennbares System hyperbolischer Interferenzwellen von sehr geringer Wellenlänge aus, und gleichzeitig hört man deutlich einen schwachen Ton von bestimmter Höhe erklingen, dessen Entstehen vielleicht auf folgende Weise seine Erklärung finden dürfte: Die an den Stimmgabelspitzen ununterbrochen entstehenden und wieder verschwindenden Gasbläschen versetzen die Flüssigkeit in der Umgebung der Spitzen in periodische Schwingungen und erzeugen den erwähnten Ton, ähnlich der Erscheinung des Singens von Flüssigkeiten unmittelbar vor dem Kochen. Werden die Stimmgabelspitzen vorsichtig ein wenig tiefer eingetaucht, so bleibt die Erscheinung bis zu einer gewissen Tiefe des Eintauchens unverändert, bei noch etwas tieferem Eintauchen aber erfährt das Interferenzwellensystem plötzlich eine sprungweise Veränderung, indem die Wellenlänge kleiner wird, und gleichzeitig schlägt der Ton in einen um ein bestimmtes Intervall höheren Ton über. Bei weiterem vorsichtigen Eintauchen der Spitzen bleibt bis zu einer gewissen Tiefe wieder diese Erscheinung unverändert bestehen und verschwindet erst, wenn die Spitzen so tief in die Flüssigkeit eintauchen, daß die von der Stimmgabel ihnen zugeführte Wärme zur Aufrechthaltung des Leidenfrostschen Phänomens nicht mehr ausreicht, und rings um die Stimmgabelspitzen herum ein stürmisches Sieden beginnt. Daß diese Erscheinung bei den vorliegenden Versuchen besser beobachtet werden konnte, als bei meinen vorher erwähnten Versuchen mit flüssiger Luft, dürfte wohl von der verschiedenen Form herrühren, welche die Spitzenpaare der beiden Stimmgabeln besitzen. Bei der früher benutzten Stimmgabel waren die Stahlspitzen etwa dreimal so lang, als die Platinspitzen der jetzt benutzten Stimmgabel, so daß diesmal von der auf Zimmertemperatur befindlichen Stimmgabel aus eine größere Wärmemenge den Spitzen zugeführt wurde, und infolgedessen das Leidenfrostsche Phänomen sich besser ausbilden und länger erhalten konnte.

Ich gehe nunmehr zur Mitteilung der Messungen selbst über:

I. Verflüssigter Sauerstoff.

Den Siedepunkt des Sauerstoffs habe ich mittels eines von C. Richter aus Jenenser Glas 16^{III} hergestellten, von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüften Pentanthermometers P. T. R. II 20 286 besonders bestimmt und ihn gefunden zu $-182{,}65^0$ C bei dem Barometerstande $\beta_0 = 762{,}22$ mm, in vollkommener Übereinstimmnng mit dem Werte, den Herr Holborn[1]) für den Siedepunkt findet, nämlich $-182{,}7^0$ C bei $\beta_0 = 760$ mm, während Hr. Dewar[2]) $-182{,}5^0$ C als den wahrscheinlichsten Wert für den Siedepunkt des Sauerstoffs angibt. Unter Annahme der von Hrn. Holborn mitgeteilten Daten über die Tension des Sauerstoffs, nämlich, daß in der Nähe des Siedepunktes einer Druckdifferenz von 18,86 mm

1) L. Grunmach, a. a. O.
2) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1901, S. 915.

1) L. Holborn, Ann. d. Phys. (4) 6, 254, 1901.
2) J. Dewar, Proc. of Roy. Soc. 68, 44, 1901.

eine Temperaturdifferenz von 0,56° C entspricht, habe ich dann für die bei den anderen Versuchsreihen herrschenden Barometerstände die Siedetemperaturen berechnet. Für die Dichte des verflüssigten Sauerstoffs bei der Siedetemperatur —182,65° C habe ich den Wert 1,135 angenommen[1]) und für die anderen bei den Versuchen vorkommenden Siedetemperaturen die Dichten berechnet unter Annahme der von den Herren Baly und Donnan[2]) mitgeteilten Daten über die Änderung der Dichte des flüssigen Sauerstoffs mit der Temperatur, nämlich, daß einer Temperaturdifferenz von 1° C eine Änderung in der Dichte von 0,005 entspricht.

Um nun zur Mitteilung der Ergebnisse der eigentlichen Kapillarwellenmessungen überzugehen, so sind vier unabhängige Beobachtungsreihen mit flüssigem Sauerstoff ausgeführt worden, deren jede wieder aus 10 gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand; jede Einzelbeobachtung umfaßte 12 bis 15 Intervalle. In der folgenden tabellarischen Zusammenstellung sind nur die Mittelwerte der vier Beobachtungsreihen mitgeteilt. Die Bedeutung der einzelnen Kolumnen ist aus den Überschriften ersichtlich, zu Kolumne 5 sei nur bemerkt, daß die darin mitgeteilten Werte der Spitzenentfernung der Stimmgabel in Mikrometerpartes die Mittelwerte der Messungen sind, welche am Anfang und am Schluß jeder einzelnen Beobachtungsreihe ausgeführt worden sind, und daß diese Spitzenentfernung andererseits mittels eines Vertikalkomparators zu 17,7674 mm gefunden worden war.

II. Verflüssigter Stickstoff.

Die Siedetemperatur des Stickstoffs wurde gleichfalls besonders mittels des Pentanthermometers bestimmt und bei dem Barometerstande $\beta_0 = 749{,}1$ mm zu —195,9° C gefunden, in guter Übereinstimmung mit den Werten, die die HH. Fischer und Alt[1]) für den Siedepunkt mitteilen, nämlich —196,176° C bei 714,5 mm und —195,67° C bei 760 mm, während für die Dichte des verflüssigten Stickstoffs nach den Angaben von Baly und Donnan[2]), sowie von Behn und Kiebitz[3]) bei —195,9° C der Wert 0,791 angenommen wurde.

An Kapillarwellenmessungen wurde mit dem zur Verfügung stehenden flüssigen Stickstoff von 2 Litern eine größere Beobachtungsreihe ausgeführt, die aus 20 sehr gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand und im Hauptmittel für ein Intervall $= \frac{\lambda}{2}$ den Wert 77,036 + 0059 Mikr.-part. lieferte, während die Spitzenentfernung (wieder = 17,7674 mm) im Mittel 1925,5 Mikr.-part. betrug. Dabei war die mittlere Temperatur der Stimmgabel 18,35° C, und ihre Schwingungszahl $n = 156{,}95$, so daß sich aus diesen Daten bei der Siedetemperatur —195,9° C die Oberflächenspannung des verflüssigten Stickstoffs zu

$$\alpha = 8{,}514 \text{ dyn cm} \pm 0{,}020$$

und die spezifische Kohäsion des verflüssigten Stickstoffs zu

$$a^2 = 21{,}527$$

berechnet.[4])

Meine Messungen an reinem Sauerstoff und an reinem Stickstoff schließen sich gut meinen früheren Messungen[5]) an flüssiger Luft bei ver-

1. No. der Beobachtgs.-reihe	2. Reduzierter Barometerstand in mm	3. Zugehorige Siedetemp. des flüssigen Sauerstoffs	4. Entsprech. Dichte σ des Sauerstoffs	5. Mittl. Spitzenentfernung in Mikrometerpartes	6. Mittlere halbe Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ in Mikrometerpartes	7. Mittl. Temperatur t der Stimmgabel in °C	8. Schwingungszahl n der Stimmgabel bei der Temp. t	9. Oberflächenspannung α d. flüss. Sauerst. in dyn/cm
1.	748,60	—183,05	1,137	1915,30	79,669	18,6	156,95	**13,324**
2.	762,22	—182,65	1,135	1921,84	78,579	20,0	156,94	**13,051**
3.	763,80	—182,60	1,135	1923,40	78,494	10,7	156,94	**12,975**
4.	763,80	—182,60	1,135	1923,40	78,677	18,5	156,95	**13,071**

Im Mittel ergibt sich also bei der Siedetemperatur —182,7 °C die Oberflächenspannung des flüssigen Sauerstoffs:

$$\alpha = 13{,}074 \text{ dyn cm} \pm 0{,}066$$

und die spezifische Kohäsion des flüssigen Sauerstoffs:

$$a^2 = \frac{2\,\alpha}{\sigma} = 23{,}038.$$

1) J. Dewar, Chem. News **78**, 40, 1896; J. Drugman und W. Ramsay, Journ. Chem. Soc **77**, 1228, 1900.

2) E. C. C. Baly und F. G. Donnan, Journ. Chem. Soc. **81**, 911, 1902.

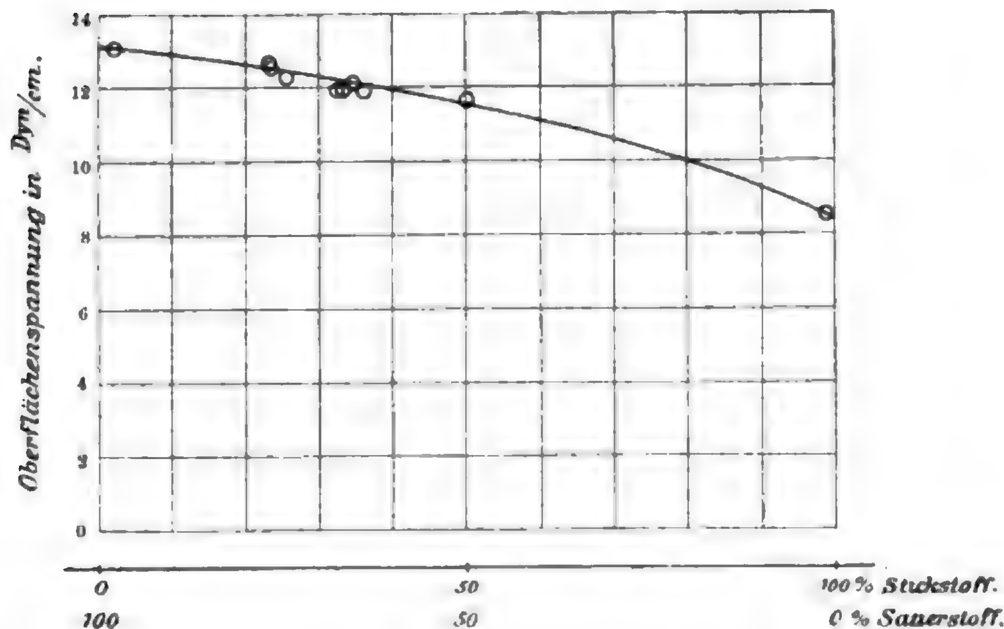
1) K. F. Fischer und H. Alt, Münch. Ber. 1902, S. 113; Ann d. Phys. (4) **9**, 1149, 1902.

2) E. C. C. Baly und F. G. Donnan, Journ. Chem. Soc **81**, 911, 1902.

3) U. Behn und F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **12**, 421, 1903.

4) Aus Messungen kapillarer Steighöhen finden die HH. Baly und Donnan (Trans Chem. Soc. p. 018, 1902) bei —193° C für die Oberflächenspannung des Stickstoffs den Wert 8,27 dyn/cm und für die des Sauerstoffs 13,23 dyn/cm bei —183° C, in guter Übereinstimmung mit meinen nach der Kapillarwellenmethode gefundenen Werten.

5) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1901, 914.



schiedenem Sauerstoffgehalte an. In der obenstehenden graphischen Darstellung sind die früheren Messungsergebnisse mit den vorliegenden zu einer Kurve vereinigt.

Zur Berechnung des Molekulargewichts M dient nun die Gleichung[1])

$$M = \sigma \sqrt{\left(\frac{2,227\,(\Theta - T)}{\alpha}\right)^3}$$

in welcher Θ die kritische Temperatur und T die Beobachtungs-(Siede-)temperatur der Flüssigkeit in ^{0} C bedeuten. Setzt man daher in diese Gleichung als kritische Temperaturen für Sauerstoff[2]), bez. für Stickstoff[3]) die Werte -118^0 C, bez. -146^0 C ein, so erhält man unter Benutzung der entsprechenden, vorhin angeführten Werte von σ, α und T

für das Molekulargewicht des flüssigen Sauerstoffs	und für das Molekulargewicht des flüssigen Stickstoffs
M_{O_2} = 40,70 (Gew. 1/2)	M_{N_2} = **37,30**
41,59	
41,91	
41,44	
i. Mitt. **41,51**	

1) Bei meinen früheren Versuchen (L. Grunmach, Berliner Berichte 1900, S. 837 und 1904, S. 1202) wurde zur Berechnung des Molekulargewichts — worauf mich Herr Präsident Warburg freundlichst aufmerksam machte — versehentlich die Konstante 2,27 anstatt 2,227 benutzt. Infolgedessen sind die dort mitgeteilten Werte für das Molekulargewicht der verflüssigten Gase etwas zu groß und sind in folgende umzuändern:

Für schweflige Säure	63,80
„ Ammoniak	16,62
„ Chlor	89,53
„ Stickstoffoxydul	42,29

2) S. v. Wroblewski, Sitz.-Ber. Wien. Akad. 91, S. 701, 1885.

3) S. v. Wroblewski, a. a. O. S. 696; K. Olszewski, C. R. 99, 134, 1884.

während die Molekulargewichte des Sauerstoffs und des Stickstoffs im gasförmigen Zustande 32,00 und 28,08 betragen. Sowohl Sauerstoff wie Stickstoff scheinen sich also nicht wie normale, sondern wie assoziierende Flüssigkeiten zu verhalten, die im flüssigen Zustande ein höheres Molekulargewicht besitzen, als im gasförmigen. Dasselbe hat sich aus meinen früheren Versuchen[1]) für Chlor und aus demnächst zu veröffentlichenden Versuchen auch für Brom ergeben. Gleiche Molekulargewichte im flüssigen wie im gasförmigen Zustande ergaben sich dagegen aus meinen früheren Versuchen[2]) für schweflige Säure, für Ammoniak und für Stickstoffoxydul. Es fällt nun sofort auf, daß die Gase, die beim Übergang aus dem gasförmigen in den flüssigen Zustand eine Assoziation erfahren, chemisch einfache Körper, diejenigen dagegen, die im flüssigen, wie im gasförmigen Zustande das gleiche Molekulargewicht besitzen, zusammengesetzte Körper sind. Berechnet man weiter aus den nach der Steighöhenmethode ausgeführten Messungen der Oberflächenspannung von Wasserstoff (Dewar[3]), sowie von Argon und Kohlenoxyd (Baly und Donnan[4]) die Molekulargewichte, so zeigt sich auch hier, daß der zusammengesetzte Körper Kohlenoxyd sich wie eine normale Flüssigkeit verhält, die einfachen Körper Argon und Wasserstoff dagegen wie assoziierende. Um zu entscheiden, ob diesem auffallenden Verhalten vielleicht ein allgemeineres Gesetz zugrunde liegt, demzufolge chemisch einfache Körper bei der Verflüssigung eher zur Assoziation neigen, als chemische Verbindungen,

1) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1900, S. 837.

2) L. Grunmach, a. a. O. 1900, S. 837; 1904, S. 1202.

3) J. Dewar, Chem. News 84, p. 49, 1901; Nature, 243, 1901.

4) E. C. C. Baly und F. G. Donnan, Trans. Chem. Soc. 81, 918, 1902.

müßten zunächst noch für eine größere Anzahl einfacher Körper Kapillarkonstanten und kritische Temperaturen bekannt sein.

Zum Schlusse spreche ich auch an dieser Stelle meinem Assistenten, Herrn Dr. Franz Weidert, für die mir bei der Ausführung dieser Versuche gewährte wertvolle Hilfe meinen herzlichen Dank aus, ebenso Herrn cand. Otto Reinkober, der mich bei einigen Messungsreihen unterstützt hat.

(Eingegangen 17. September 1906.)

Diskussion.

Fischer (München): Ich möchte bemerken, daß nach meinen Versuchen in München beim Übergießen von Stickstoff in Luft aus einem Gefäß in ein anderes immer eine Verunreinigung von Sauerstoff mit unterläuft, und zwar eine Verunreinigung von einigen Zehntel Prozent. Weiter würde es mich interessieren, zu wissen, wie denn die Stickstoffoberfläche bei den Versuchen geschützt war gegen Sauerstoff.

Vortragender: Die Flüssigkeitsoberfläche war, da nicht im luftleeren Raume, sondern stets bei Atmosphärendruck gearbeitet wurde, nicht vor der atmosphärischen Luft geschützt, sondern mit ihr in Berührung.

Fischer: Dann würde auch da eine Verunreinigung mit Sauerstoff durch Kondensation von Luft am Stickstoff eintreten. — Weiter wollte ich fragen, wie denn die Siedepunkte bestimmt waren?

Vortragender: Etwa aus der Luft aufgenommene Spuren von Sauerstoff sind auf die Größe der Oberflächenspannung des verflüssigten Stickstoffs von unmeßbar kleinem Einfluß. — Das stabförmige Pentanthermometer tauchte weit über den Einstellungsindex in das verflüssigte Gas, das sich in einem zylindrischen Vakuumgefäß befand, und konnte durch die Glaswände hindurch sehr genau (bis auf 0,05° C) abgelesen werden. Eine Fadenkorrektion fiel demgemäß fort.

Fischer: Und die Heizung des Stickstoffs resp. Sauerstoffs wurde wesentlich durch Gas bewirkt? (Vortragender stimmt zu.) Also kann auch bei der Siedepunktsbestimmung ein Fehler bis zu ½ oder sogar 1° unterlaufen.

Vortragender: Keineswegs. Auch das Eintreten eines Siedeverzugs war bei den angewandten kurzen Dewarschen Gefäßen ausgeschlossen.

Fischer: In Dewargefässen tritt sehr wohl Siedeverzug ein, ich habe die Fragen zu stellen mir erlaubt, da ich gerade in den letzten Jahren mit dem Sieden verflüssigter Gase beschäftigte. Ich werde in meinem Vortrage meine Behauptungen eingehender begründen.

B. Straßer und M. Wien (Danzig), Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen. Vorgetragen von M. Wien.

Die Methode, welche Herr Zenneck beschrieben hat[1]), wurde vor allem zu dem Zweck ausgearbeitet, um den von J. Stark[2]) entdeckten Dopplereffekt bei Kanalstrahlen zu studieren. Als wir schon mitten in den Versuchen darüber waren, wurde Herr Zenneck nach Braunschweig berufen, so daß Herr Straßer und ich die Versuche allein weiterführen mußten.

Unsere Absicht dabei war, die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen an einzelnen Stellen der Röhre mittels Dopplereffekt zu bestimmen, um vielleicht auf diese Weise einen Einblick in die Mechanik dieser Strahlen zu gewinnen.

Es wurde zunächst mit Wasserstoff gearbeitet, und zwar wurde die Kamera so eingestellt, daß H_γ völlig scharf auf der Platte erschien. Mittels einer großen Linse wurde ein stark verkleinertes Bild der Röhre auf den Spalt geworfen, so daß jeder Teil des Spaltes von einer bestimmten Stelle der Röhre Licht empfing. Dabei wurde die Achse der Röhre schief nach unten gestellt (vgl. Fig. 1), so daß

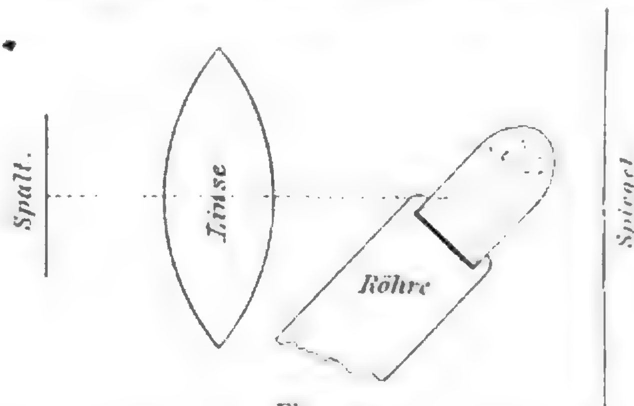


Fig. 1.

für den Dopplereffekt nur die betreffende Komponente der Geschwindigkeit in Betracht kam: bei einer Neigung von 45° also $\frac{\sqrt{2}}{2}$.

Ich möchte Ihnen, ehe ich fortfahre, eine unserer Röhren im Betrieb zeigen. Sie unterscheiden (Fig. 2) das graue Glimmlicht (a),

1) Anm. d. Redaktion: Abdruck erfolgt demnächst.
2) Phys. Ztsch. 6, 892, 1905.

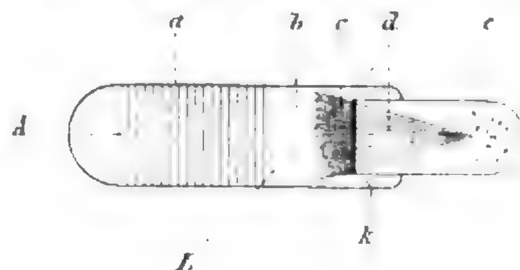


Fig. 2.

den scharf abgegrenzten Dunkelraum (*b*), die erste Kathodenschicht (*c*), das die geometrische Fortsetzung der Kathodenschicht bildende Kanalstrahlenbündel (*d*), das diffuse Kanalstrahlenlicht (*e*).

Als Beispiel sei zunächst eine Aufnahme vorgeführt, welche bei nicht geneigter Röhre, deren Achse also ⊥ gegen den Spalt stand, gewonnen ist (Fig. 3). Das Bild ist etwa dreimal gegen die Originalaufnahme vergrößert.

Fig. 3.

Fig. 4.

Sie sehen die ziemlich schmale „ruhende" Linie und daneben scharf getrennt durch einen dunkeln Zwischenraum die breite „bewegte" Linie. Aus der Größe der Ablenkung kann auf die Geschwindigkeit in den einzelnen Teilen der Röhre geschlossen werden.

Die folgende Aufnahme (Fig. 4) ist bei schief gestellter Röhre erhalten, so daß der linke Teil des Bildes von Kanalstrahlen unmittelbar hinter der Kathode herrührt, der obere Teil von den weiter von der Kathode entfernten Kanalstrahlen. Ferner wurde ein Spiegel[1]) (Fig. 1) hinter die Röhre gestellt und das Spiegelbild ebenfalls auf den Spalt geworfen. Daher rührt die zweite bewegte Linie in gleichem Abstande auf der anderen Seite der festen Linie.

Aus der Breite der bewegten Linie kann auf die verschieden große Geschwindigkeit der Lichtträger geschlossen werden. Sie liegt bei 4000 Volt Elektrodenspannung zwischen ca. $2 \cdot 10^7$ [2]) und ca. $8 \cdot 10^7$ cm. Bei kleineren Spannungen — wir haben sie bis zu 1500 Volt reduziert — rückt das Maximum der Abweichung näher an die feste Linie heran, so daß die bewegte Linie im ganzen schmaler wird. Es ergibt sich ferner, daß die bewegte Linie im diffusen Teil schmaler wird, es muß also dort die maximale Geschwindigkeit kleiner sein. Andererseits ist (Fig. 3 und 4) deutlich zu sehen, daß das Minimum der Ablenkung recht konstant ist, die Grenze nach der festen Linie zu ist ziemlich scharf und oben und unten in gleichem Abstand von der festen Linie. Auf diesen **Zwischenraum zwischen bewegter und fester Linie** macht schon **Stark**[1]) aufmerksam. Man kann ihn auch deutlich subjektiv im Spektrometer beobachten, indem eine scharfe dunkle Linie sich der Länge nach wie ein Faden über das verwaschene Spaltbild lagert. Wir haben auf jede Weise versucht, diesen Zwischenraum zu überbrücken, er tritt jedoch bei hoher wie bei niedriger Spannung und Druck auf, sowohl im hellen Lichtkern (*d*) der Kanalstrahlen als auch in dem diffusen Teil (*e*). **Man muß demnach annehmen, daß entweder die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen eine ziemlich scharfe untere Grenze besitzt, oder, daß sie bei dieser Geschwindigkeit aufhören, merklich Licht auszusenden.**

Bei schief nach unten gestellter Röhre kommt auf eine Stelle des Spaltes Kanalstrahlenlicht von Orten in verschiedener Entfernung von der Kathode (vgl. Fig. 1 punktierte Linie); also inhomogenes Kanalstrahlenlicht. Es erschien möglich, daß, wenn an eine Stelle des Spaltes nur Kanalstrahlenlicht aus gleicher Entfernung von der Kathode träfe, die Geschwindigkeit weniger verschieden wäre, und daher eine weniger breite, vielleicht sogar eine ziemlich scharfe bewegte Linie entstehen könnte.

In folgender Art haben wir dies zu erzielen versucht: Wenn man an Stelle der Löcher einen schmalen Spalt in die Kathode schneidet, so erhält man an Stelle eines kegelförmigen ein schmales zungenförmiges Kanalstrahlenbündel. Neigt man nun die Röhre nicht nach unten, sondern seitlich, so entwirft die Linie in der Ebene des Kollimatorspaltes ein dreieckiges Bild des Kanalstrahlenbündels, aus dem der Spalt einen schmalen Streifen herausschneidet (vgl. Fig. 5). Das jetzt in den Spalt eindringende Kanalstrahlenlicht rührt von Stellen in an-

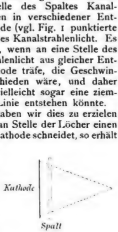


Fig. 5.

1) Rau (diese Ztsch. 7. 421, 1906) hat ebenfalls einen Spiegel zur Umkehrung des Dopplereffekts verwendet.

2) Eine genaue Messung der Minimalgeschwindigkeit ist nicht möglich, da der innere Rand der bewegten Linie zwar deutlich, aber doch nicht ganz scharf begrenzt ist; die Messung ist auch von äußeren Umständen, z. B. der Belichtungsdauer, abhängig.

1) Diese Ztsch. 7, 251, 1906.

Digitized by Google

nähernd gleicher Entfernung von der Kathode her. Es ergab sich durchaus die gleiche Verbreiterung der bewegten Linie, also müssen die Kanalstrahlen schon unmittelbar hinter der Kathode sehr verschiedene Geschwindigkeit besitzen. Ob dies daher rührt, daß die Ionisation sich in verschiedener Entfernung von der Kathode vollzieht, und daher die Beschleunigung durch das elektrische Feld verschieden groß ist, oder daher, daß das Verhältnis von Ladung zu Masse verschieden groß ist, bleibe dahingestellt.

Wir haben endlich die Frage untersucht, ob auch vor der Kathode in der ersten Kathodenschicht der Dopplereffekt auftritt.

Wenn dabei das Bild der Kathode selbst auf den Spalt geworfen wurde, zeigte sich an begrenzten Stellen deutlich der Effekt. Jedoch lassen sich diese „Flecken" durch Kanalstrahlenlicht erklären, das durch die Löcher von der Hinterseite der Kathode hindurchdrang. Das Bild einzelner dieser Löcher fiel dabei gerade auf den Spalt. Wenn man die Aufstellung so wählte, daß das Bild der Kathode selbst nicht auf den Spalt fiel, sondern nur Licht von der ersten Kathodenschicht (vgl. Fig. 2 die mit L bezeichnete punktierte Linie), so zeigte sich nur die „ruhende" Linie, während wir von der charakteristischen bewegten Linie in unseren Aufnahmen nichts zu erkennen vermochten. Das Licht, das bei diesen Aufnahmen auf den Spalt fällt, zeigt also keinen Dopplereffekt und rührt von ruhenden oder sich verhältnismäßig langsam bewegenden Teilchen her. Es sind darin keine Teilchen vorhanden, welche sich schnell genug bewegen, um einen merklichen Dopplereffekt zu erzeugen, oder, falls es so schnelle Teilchen gibt, so leuchten sie nicht.

Im letzteren Falle müßten wir also annehmen, daß die vor der Kathode dunklen Teilchen in dem Moment des Passierens der Kathode aufleuchten. Dieses Aufleuchten könnte man sich vielleicht in folgender Art erklären:

Nach der Hypothese von Herrn Stark[1]) bestehen die Lichtträger der Kanalstrahlen aus einem positiven Kern und einigen negativen Elektronen, die trotz der Ionisation mit dem positiven Kern verbunden bleiben. Wenn nun der Kern auf die Kathode zufliegt, so werden seine negativen Elektronen immer stärker abgestoßen, so daß sie eine Lagenänderung gegenüber ihrem Kern, der angezogen wird, erfahren. Beim Passieren der Kathode tritt eine plötzliche Kraftänderung ein; dabei erhalten die Elektronen einen Ruck, der sie zum Schwingen und Leuchten veranlassen könnte.

1) J. Stark, diese Ztschr. **6**, 892, 1905.

(Eingegangen 30. September 1906.)

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte auf eine Folgerung hinweisen, die eventuell aus der einen Photographie zu ziehen wäre, bei der sich zeigt, daß der gespiegelte Doppler-Effekt gleich weit von der Linie absteht, wie der nicht gespiegelte. Das ist nicht unbedingt vorherzusehen. Nach der Lorentzschen Theorie hängt nur in erster Annäherung der Doppler-Effekt von der Annäherungsgeschwindigkeit der Teilchen an den Beobachter ab. Wenn wir ihn streng entwickeln, so tritt sowohl die Geschwindigkeit des Beobachters im Äther, als auch die Geschwindigkeit der Teilchen im Äther in die Formel ein. Es würde das Glieder zweiter Ordnung geben. Ob diese klein sind, kann man nicht sagen, da wir nicht wissen, wie groß die Geschwindigkeit der Erde im Äther ist. Aber wir würden durch Ausmessung des Photogramms einen Rückschluß machen können, wie groß höchstens die Geschwindigkeit im Äther sein kann. Nach der erweiterten Lorentzschen Theorie, nach dem Relativitätsprinzip von Lorentz, Einstein und Planck gilt das nicht, da würde die ganze Fragestellung sinnlos sein. Wenn sich aber das Relativitätsprinzip nicht halten sollte, — und diese Fragen sind ja noch in Fluß — so kann man aus diesen Resultaten eine Folgerung über die obere Grenze der Geschwindigkeit der Erde im Äther ziehen.

Vortragender: Es ist leider sehr schwierig, wirklich genaue Messungen der Abstände nach links und rechts anzustellen, weil die Lichtintensität und damit die photographische Wirkung der direkten und gespiegelten Linie nicht gleich gemacht werden kann. Man kann aus den Aufnahmen ersehen, daß die Abweichungen ungefähr gleich groß sind; aber die Genauigkeit dieser Schätzung dürfte 10% kaum übersteigen.

Kaufmann (Bonn): Der plötzliche Abfall des Leuchtens nach der Innenseite hin bei einer gewissen Minimalgeschwindigkeit scheint in Übereinstimmung mit Beobachtungen von Bragg-Kleeman bei α-Strahlen, wonach alle beobachtbaren Wirkungen bei einer unteren Grenzgeschwindigkeit plötzlich aufhören. Es wäre möglich, daß ähnliches bei Kanalstrahlen vorkommt. Die Nichtbeobachtung des Doppler-Effekts vor der Kathode kann vielleicht so zusammenhängen, daß die Strahlen die Geschwindigkeit, welche zur Erzielung eines Doppler-Effekts nötig ist, erst ganz dicht vor der Kathode erhalten. Das stimmt mit unseren Kenntnissen über den Verlauf des Potentialgefälles überein; denn die elektrische Kraft nimmt bei Annäherung an die Kathoden anfangs langsam, dann immer rascher zu, und wird

erst dicht vor der Kathode so groß, daß eine merkliche Geschwindigkeit der Teilchen herauskommt. Der Doppler-Effekt wäre dann vorhanden, aber die leuchtende Schicht der schnellen Strahlen zu dünn, um auf die Platte zu wirken.

Vortragender: Die Möglichkeit kann man nicht bestreiten. Wir können nicht mehr sagen, als daß derjenige Teil des Lichts der ersten Kathodenschicht, welcher bei unseren Aufnahmen auf den Kollimatorspalt fiel, keinen merklichen Doppler-Effekt zeigte.

Kaufmann: Es handelt sich um Schichten von der Dicke eines Bruchteils eines Millimeters.

Stark (Hannover): Ich hatte in Göttingen keine Schwierigkeit, den Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht nachzuweisen. Ich habe die Versuche nicht weiter ausgedehnt, weil man vor der Kathode kompliziertere Verhältnisse hat, als hinter der Kathode, nämlich auch reflektierte Kanalstrahlen. Aber ich hatte keine Schwierigkeit, den Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht zu finden. Auch Hull in Cambridge hat an den von der ersten Kathodenschicht emittierten Serienlinien die gleichen Verbreiterungserscheinungen beobachtet, wie hinter der Kathode. Also glaube ich, daß das negative Resultat hier bei den Versuchen des Herrn Wien aus den speziellen Versuchsbedingungen zu erklären ist.

Vortragender: Sollte bei Ihren Versuchen nicht Licht von hinten durch die Löcher der Kathode eingedrungen sein?

Stark: Das ist ausgeschlossen.[1]) Darauf habe ich Rücksicht genommen. Vielleicht bildet der Umstand, daß die Geschwindigkeit in einer dünnen Schicht an der Kathode rasch anwächst, ein Moment, das hier mitgespielt hat. Darf ich fragen, wie groß die Geschwindigkeit bez. der Kathodenfall in Ihren Versuchen und wie lang die erste Kathodenschicht war?

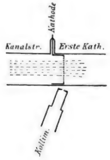
Vortragender: 5—6 mm und 3000 Volt.

Stark: Das ist allerdings schon ziemlich hoch; wenn Sie aber bis zu 5000 Volt gegangen wären und eine längere Kathodenschicht gehabt hätten, dann zweifele ich gar nicht, daß Sie den Doppler-Effekt bekommen hätten, und ich denke, daß weitere Versuche das auch ergeben werden.

Vortragender: Die Möglichkeit gebe ich zu. Wir werden auf diese Anregungen hin jedenfalls unsere Versuche wiederholen und weiter ausdehnen.

Marx (Leipzig): Ich möchte fragen, wie groß ist die Geschwindigkeit, die dem Minimum des Doppler-Effektes entspricht. Nach Beobachtungen von Bragg-Kleeman und Rutherford existiert bei den α-Strahlen für die ionisierende, fluoreszierende und photographische Wirkung genau die gleiche Geschwindigkeitsschwelle von $^1/_{20}$ Lichtgeschwindigkeit; bei dieser Geschwindigkeit bricht die Wirkung plötzlich ab. Nun nimmt man an, daß die ionisierende Kraft durch die lebendige Kraft des Heliumteilchens verursacht ist, und der Schwellenwert der Geschwindigkeit für die

1) Anmerkung bei der Durchsicht der Diskussionsbemerkungen. In der ausführlichen demnächst in den Annalen der Physik erscheinenden Mitteilung meiner Untersuchungen über den Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen habe ich aus dem obenerwähnten Grunde auf eine Veröffentlichung meiner Beobachtungen an der ersten Kathodenschicht verzichtet. Da derartige Beobachtungen nach dem negativen Resultat des Herrn M. Wien im Hinblick auf seine theoretischen Schlußfolgerungen an Bedeutung gewonnen haben, so sei es gestattet, hier die Mitteilung jener Beobachtungen kurz nachzutragen.



Ich besitze von dem Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht in Wasserstoff ein gutes Prismenspektrogramm. Der elektrometrisch beobachtete Kathodenfall betrug während der Exposition 5000—6000 Volt. Das Kollimatorrohr war so gegen die erste Kathodenschicht gerichtet, wie es aus der beigegebenen Figur zu ersehen ist. Von den Kanalstrahlen hinter der Kathode konnte kein Licht in den Spalt gelangen. Die Kanalstrahlen vor der Kathode liefen gemäß der Neigung des Kollimatorrohres mit einer Geschwindigkeitskomponente auf den Beobachter zu. Bei H_β, H_γ und H_δ ist infolge der unzureichenden Dispersion nur eine Verbreiterung nach Ultraviolett wahrzunehmen, bei H_ε und H_ζ erscheint dagegen die bewegte Linie deutlich von der ruhenden Linie getrennt.

Stellt man das Kollimatorrohr so, daß die Kanalstrahlen der ersten Kathodenschicht normal zu seiner Richtung laufen, so erhält man von dieser die Serienlinien ebenso intensiv — ja intensiver bei Beobachtung der unmittelbar von der Kathodenoberfläche kommenden Lichtemission — und ebenso verbreitert wie von den Kanalstrahlen hinter der Kathode. Dies habe ich durch Aufnahme mehrerer Spektrogramme festgestellt.

Die Lichtemission der ersten Kathodenschicht kann nur so lange ebenso intensiv als diejenige der Kanalstrahlen hinter der Kathode zur Beobachtung kommen, als die Glaswand vor der Kathode durch Zerstäubung nicht merklich geschwärzt ist.

In zukünftigen Beobachtungen über den Doppler-Effekt an den Serienlinien in der ersten Kathodenschicht wird man das Licht von Kanalstrahlen, die hinter der Kathode verlaufen, am besten dadurch ausschließen, daß man die ganze Kathode massiv nimmt, also keine Kanäle in ihr anbringt. Dann kann man die Kanalstrahlen der ersten Kathodenschicht auch unter 45° vom Beobachter fortlaufen lassen oder das Kollimatorrohr normal auf die Oberfläche der Kathode richten.

J. Stark.

Ionisation der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht umgekehrt proportional ist. Es wäre interessant, zu wissen, ob auch diese Leuchtwirkung der Kanalstrahlen bei einer bestimmt definierten Geschwindigkeit abbricht; sie müßte der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht des Kanalstrahlteilchens entsprechend verändert sein, als bei den α-Strahlen.

Vortragender: Die Minimalgeschwindigkeit war bei der von uns untersuchten Linie $H\gamma$ etwa $2 \cdot 10^7$ cm.

Stark: Unterhalb von etwa 230 Volt Geschwindigkeit hat der Doppler-Effekt bei der bekannten Linienserie des Wasserstoffs eine sehr geringe Intensität; oberhalb ist es leicht, ihn zu finden, und zwar um so leichter, je größer die Geschwindigkeit ist.

Runge (Göttingen): In verschiedenen Teilen herrscht verschiedene Geschwindigkeit, nehmen Sie an? Ich konnte an der Projektion nur sehen, daß die Linien schwächer wurden, nicht enger.

Vortragender: Bei der betreffenden Röhre war das Bündel der Kanalstrahlen ziemlich lang. Innerhalb desselben scheint annähernd gleiche Geschwindigkeit zu herrschen. Daher ist die Erscheinung bei dieser Aufnahme nicht deutlich zu sehen. Andere Aufnahmen zeigen jedoch mit Sicherheit, daß im diffusen Teil die maximale Geschwindigkeit geringer ist.

Runge: Es ist also nicht bloß Intensitätsdifferenz?

Vortragender: Nein.

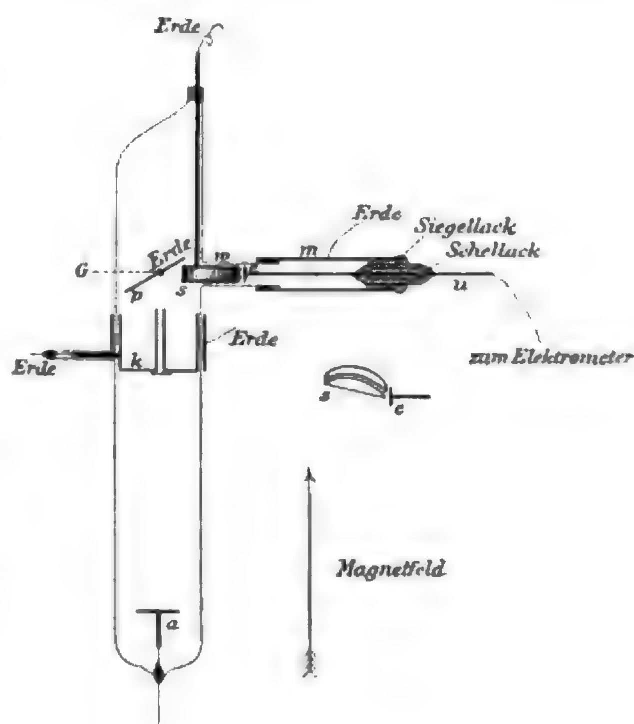
Marx (Leipzig): Bei der Figur sehe ich nicht recht, wie die Konstellationsänderung im Molekül zustande kommen kann; da doch hinter der Kathode keine Kraft mehr wirkt; das ganze Potentialgefälle findet in dem Kathodenfall statt. Die Energie, welche die Konstellationsänderung verbraucht, könnte nicht von außen gedeckt werden.

Vortragender: Der plötzliche Abfall der Kraft und damit der „Ruck" erfolgt im wesentlichen am vorderen Rande der Kathode.

Christian Füchtbauer (Würzburg), Über die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen.

Vor einiger Zeit habe ich gezeigt[1]), daß Kanalstrahlen beim Auftreffen auf ein Metall 1. reflektiert werden und 2. eine aus negativen Elektronen bestehende Sekundärstrahlung hervorrufen, die von dem getroffenen Metall diffus ausgeht; ferner, daß die Menge der ausgesandten Elektronen bei verschiedenen Metallen sehr verschieden ist. Diese Verschiedenheit hielt ich für die Ursache der Verschiedenheit des Kathodenfalls der Metalle bei der Glimmentladung. Denn unter den untersuchten Metallen gab dasjenige mit dem kleinsten Kathodenfall, das Aluminium, am meisten negative Elektronen aus. Wesentlich war also der Nachweis, daß die Kanalstrahlen nicht nur das Gas ionisieren, sondern am Metall einen Überschuß von negativen Elektronen in Strahlenform erzeugen.

Ich habe jetzt die Geschwindigkeit bestimmt, mit der diese negativen Elektronen das Metall verlassen. Die benutzte Entladungsröhre zeigt die schematische Skizze. a ist die Anode, k



die mit der Erde verbundene Kathode. An letztere ist ein vorn mit Aluminiumnetz (Maschenweite $1/3$ mm) verschlossenes Röhrchen angelötet, damit der Raum hinter der Kathode möglichst vor elektrischen Kräften geschützt ist. Durch das Röhrchen fallen die Kanalstrahlen auf die zur Erde abgeleitete Platte p. Sie ist mittels eines Schliffes (mit Teilkreis) um eine zur Zeichnungsebene senkrechte Achse drehbar. Befand sich nun das Ganze in einem der Röhre parallelen Magnetfeld, so mußten diejenigen unter den von der Platte kommenden negativen Sekundärstrahlen, welche in einer durch die Gerade G gehenden, auf der Zeichnung senkrecht stehenden Ebene verliefen, zu einem Kreis gebogen werden. Diese Kreisbahn wurde den Strahlen vorgeschrieben. Dazu wurde statt der ursprünglich geplanten Diaphragmen nach dem Vorgang von Harms der kreisförmige

1) Diese Zeitschr. 7, 153, 1906.

Kanal *s* (von rechteckigem Querschnitt) benutzt, weil ein solcher viel leichter präzis anzufertigen ist. Er wölbt sich aus der Ebene der Zeichnung nach vorn heraus. Ein durch die Gerade *G* senkrecht zur Zeichnung geführter Schnitt ist daneben abgebildet. Die Länge des Kanals, in der Sehne gemessen, war 23 mm, der Radius 20,8 mm, die Breite 4 mm, die Höhe 1,2 mm; zu große Höhe hätte nämlich die Genauigkeit der Messung vermindert. Vor dem Ende des Kanals befand sich die kleine Auffangplatte *e*. Ihr Stiel *u* war mit dem Elektrometer verbunden; er war gut isoliert in das zur Erde abgeleitete Metallrohr *m* eingekittet. Dieses war über den Glasansatz *w* gekittet, um ein Überkriechen der Elektrizität von der Röhre zum Elektrometer zu verhindern. Auch über der Kathode ist das Glasrohr mit einem geerdeten Schutzring aus Stanniol beklebt. Alle Glasteile im spannungsfreien Teile der Röhre sind zur Verhütung von Ladung durch die Kanalstrahlen mit abgeleitetem Metall ausgekleidet. Der Raum zwischen dem kreisförmigen Kanal und dem Glasansatz *w* ist mit Stanniol ausgestopft.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Den sehr konstanten Strom (0,1 bis 0,2 Milliampere) lieferte eine Influenzmaschine. Das homogene Magnetfeld wurde erhalten durch 2 große, 30 cm weite Spulen, die über die ganze Röhre samt Ansatz so geschoben wurden, daß ihre Achse der Röhrenachse parallel war. Das Feld war der Stromstärke proportional und wurde nachher für eine Stromstärke mit dem Bifilargalvanometer gemessen. Die erforderlichen schwachen und noch dazu der Entladungsbahn parallelen Felder beeinflußten die Entladung nicht merklich, was durch Messung des von der Platte *p* abfließenden Kanalstrahlenstromes mit einem Galvanometer kontrolliert wurde.

Wurde nun die Erdleitung des Elektrometers aufgehoben, so erhielt es im allgemeinen einen positiven Strom; das erklärt sich so: die Kanalstrahlen ionisieren das Gas und diese Ionen diffundieren durch den kreisförmigen Kanal nach dem Auffänger *e*. Da aber die negativen Ionen im Kanal stärker durch Absorption vermindert werden als die positiven, so kommen mehr positive hindurch. Variiert man nun das Magnetfeld nach Größe und Richtung, so findet man ein Gebiet, in dem der Elektrometerstrom negativ wird, und man findet für diesen negativen Strom ein auf 10—15 Proz. bestimmbares Maximum. Die Feldstärke, für die dieses Maximum auftritt, entspricht der Geschwindigkeit der größten Menge der Sekundärstrahlen.

Die Hauptresultate sind: das Magnetfeld, bei dem die meisten Elektronen durch den kreisförmigen Kanal hindurchflogen, betrug 8,1 bis 9,0 absolute Einheiten für Platin. Dem entspricht eine Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen von $3,2 \cdot 10^8$ bis $3,5 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, dies entspräche Kathodenstrahlen, die bei einer Elektrodenspannung von 27 bis 30 Volt entstünden, also sehr langsamen. Besonders merkwürdig ist die Tatsache, daß die Geschwindigkeit nicht merklich abhängig ist von der Geschwindigkeit der einfallenden Kanalstrahlen; sie nimmt nämlich höchstens um 10 Proz. ab, wenn die Entladungsspannung von 21000 auf 4500 Volt vermindert wird. Ferner ist die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen unabhängig vom angewandten Gas (versucht wurden Wasserstoff und Luft) und unabhängig vom Einfallswinkel. Die Menge der Strahlen wuchs hingegen stark mit dem Einfallswinkel. Das Maximum fiel nach der Seite größerer Geschwindigkeit bedeutend steiler ab als nach der andern. Z. B. wurde in einem Fall der Strom null, wenn man das Magnetfeld um 30 Proz. verstärkte oder auf $\frac{1}{3}$ verminderte, Zahlen, die natürlich keine quantitative Bedeutung haben. Bei Aluminium in Luft schien das Maximum um 10—20 Proz. tiefer zu liegen als bei Platin, doch liegt das nahe an der Fehlergrenze.

Der gleiche Apparat diente zur Messung der Geschwindigkeit der von Kathodenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen. Das erforderliche schwache Magnetfeld beeinflußte das ihm parallele primäre Kathodenstrahlbündel nicht merklich. Der Effekt von Austin und Starke war an der Platte sehr deutlich, d. h. es floß bei schiefem Einfall durch Platin ein positiver Strom ab. Der Elektrometerstrom aber war auch hier im allgemeinen positiv und zeigte ein negatives Gebiet mit scharfem Maximum. Merkwürdigerweise war die Geschwindigkeit der von Kathodenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen wieder die nämliche wie bei den durch Kanalstrahlen erzeugten. Sie war wieder unabhängig von der Geschwindigkeit der einfallenden Kathodenstrahlen (geprüft zwischen 4400 und 19200 Volt Entladungsspannung bei Aluminium in Luft). Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen war die gleiche bei Platin und Aluminium, sowie unabhängig vom Einfallswinkel, während die Menge bei Aluminium viel kleiner ist als bei Platin, sowie bei steilem Einfall viel kleiner als bei schiefem. Wurde nun im Fall der Kathodenstrahlen das Magnetfeld vom Maximum ausgehend verstärkt, so wurde der Strom zum Elektrometer zunächst wieder positiv, bei noch stärkeren Feldern aber wieder negativ. Diese Felder entsprachen Geschwindigkeiten, die von der Größenordnung derjenigen der einfallenden Kathodenstrahlen, wenn auch etwas kleiner als diese, waren. Zu genauer Messung bei so

Digitized by Google

hoher Feldstärke war der Apparat natürlich nicht geeignet, doch ist damit das Vorhandensein einer Lücke zwischen langsamen sekundären und schnellen „reflektierten" Kathodenstrahlen nachgewiesen.

Das Auftreten der nämlichen Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen unter so verschiedenen Bedingungen legt den Gedanken an eine gemeinsame Ursache nahe. Diese könnte 1. darin bestehen, daß die Elektronen nur ausgelöst werden, ihre Geschwindigkeit also durch die Energie der Metallatome bedingt ist; 2. darin, daß durch ultraviolettes Licht oder eine Art Röntgenstrahlen, die am Metall erzeugt und auch wieder absorbiert würden, die negativen Strahlen erzeugt würden. Doch ist dies alles rein hypothetisch.

(Eingegangen 27. September 1906.)

U. Behn und W. Heuse (Frankfurt a. M.), Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskops.

Unter gleichem Titel hat vor kurzem Herr A. Winkelmann[1]) eine außerordentlich einfache und deshalb hübsche Einrichtung beschrieben, mit Hilfe deren man einige der Abbeschen Versuche über die Theorie des Mikroskops so anstellen kann, daß dieselben in großer Entfernung (12 m)[2]) deutlich sichtbar sind.

Stellt man die genannten Versuche in gebräuchlicher Weise subjektiv an, so läßt man das Licht vor dem Gitter eine enge Blende passieren. Es werden so die einzelnen Beugungsspektren hinter dem Objektiv nach Entfernung des Okulars direkt sichtbar.

Wollte man diese Anordnung zur objektiven Darstellung der Erscheinung benutzen, was gewiß wünschenswert wäre, weil man so die Beugungsbilder selbst durch eine geringe Änderung der Anordnung der Linsen objektiv sichtbar machen könnte[3]), so würde es wegen der zweimaligen Abblendung unmöglich sein, die Erscheinung in größeren Auditorien für alle Plätze sichtbar zu machen.

Was nun besonders an der Anordnung des Herrn Winkelmann auffällt, ist, daß sich vor dem Gitter keine Blende irgendwelcher Art befindet. Erscheint es so auf den ersten Blick auffällig, daß trotzdem der Blendenspalt hinter dem Gitter das Gewünschte leistet, so erklärt sich durch denselben Umstand[4]) auf der anderen Seite, daß der Spalt, der, wie leicht nachzurechnen, nur etwa 1/2 mm breit sein darf, für eine 100fache Vergrößerung genügend Licht durchläßt.

Die einzelnen Beugungsbilder sind Bilder des Lichtkraters; bei Verwendung eines Kreuzgitters nach dem Schema der Fig. 1a angeordnet, überlagern sie sich fast vollkommen

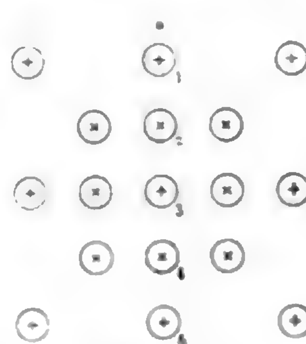


Fig. 1a.

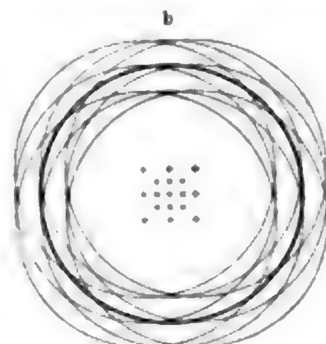


Fig. 1b.

Der Einfachheit halber ist in Fig. 1a und b monochromatisches Licht angenommen. — Fig. 1b: Nur von den äußersten Beugungsbildern ist die Begrenzung ausgezogen.

(wie in Fig. 1b gezeichnet), so daß man nicht sagen kann, ein z. B. vertikaler Spalt lasse ausschließlich die Bilder 1, 2, 3, 4, 5 hindurch. Vielmehr läßt er von allen Beugungsbildern fast gleichviel[1]) hindurch. Es kommt hier aber offenbar nur darauf an, daß er von allen anderen Beugungsbildern diejenigen Stücke, die den hindurchgelassenen Teilen von 1, 2, 3, 4, 5 analog sind, abblendet. Die Überlegung, die zu diesem Satze führt, ist natürlich in Abbes Theorie der sekundären Abbildung enthalten. Trotzdem ist es vielleicht nicht überflüssig, sie kurz zu skizzieren. Die Linse L (Fig. 2) entwerfe von dem Flächenelemente σ

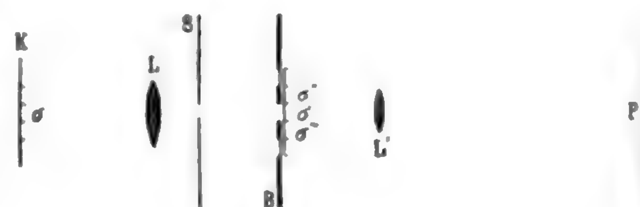


Fig. 2.

des Kraters K ein Bild in natürlicher Größe σ'. Einfügung des Spaltes S ruft Beugungsbilder hervor, die sich bei entsprechender Breite und Entfernung des Spaltes S unmittelbar neben σ' befinden ($\sigma''\sigma'''$). Man kann sich σ so schmal denken, daß eine Übereinanderlagerung der Bilder nicht stattfindet. Blendet man diese Beugungsbilder mit der Blende B ab, so kann die Linse L' eine scharfe Abbildung des Spaltes

1) A. Winkelmann, Ann. d. Phys. (4) 19, 416, 1906.

2) Es wäre sehr wünschenswert, daß solche Zahlenangaben bei der Beschreibung von Demonstrationen öfter beigefügt würden.

3) Vgl. z. B. J. Classen, Zwölf Vorlesungen über die Natur des Lichtes, S. 80, 1905.

4) Und dadurch, daß Herr Winkelmann, worauf er in einer brieflichen Mitteilung freundlichst aufmerksam machte, das sonst vielfach benutzte Glasgitter durch ein Drahtgitter ersetzt und so mindestens zwei Reflexionen vermeidet.

1) Der Fläche nach.

S in der Ebene P nicht entwerfen. Von den Teilen des Kraters außerhalb σ werden in σ' weder direkte Bilder entworfen, noch fallen zwei benachbarte Beugungsbilder eines Punktes des Kraters hinein. Licht, welches von den Teilen des Kraters außerhalb σ ausgeht, kann also auch nicht zu einer ähnlichen Abbildung von S durch L' beitragen. Bei dem Versuche, durch Abblendung der σ entsprechenden Beugungsbilder ($\sigma''\sigma'''$) ein Verschwimmen der Konturen in der durch L' von S entworfenen Abbildung herbeizuführen, ist also eine Abblendung der Kraterfläche außerhalb σ überflüssig. Verwendet man statt eines Spaltes in S deren mehrere nebeneinander liegende (d. h. ein Gitter), so gilt für jeden Spalt die Betrachtung in gleicher Weise.

Was die Brennweite der abbildenden Linse betrifft, so mag an dieser Stelle eingeschaltet werden, daß man überhaupt bei schwierigen Projektionen, durch die feine Details bei begrenzter Lichtintensität auf größere Entfernung sichtbar gemacht werden sollen, gut tut, die Vergrößerung nicht zu klein zu wählen trotz des unvermeidlichen Sinkens der Flächenhelligkeit des Bildes.[1]) Daß oft das gerade entgegengesetzte Verfahren eingeschlagen wird, beruht wohl darauf, daß bei probeweise versuchten geringeren Vergrößerungen der auffangende Schirm dem Projizierenden, der ja meist gleichzeitig der erste Beurteiler ist, näher stand, was beim Vergleich nicht immer genügend in Rechnung gezogen wird. Hierbei ist natürlich Berücksichtigung der Grundprinzipien der Projektion vorausgesetzt, also daß die engsten Einschnürungen des verwandten Lichtbündels an den richtigen Stellen (meist den Objektiven) liegen, und daß Nebenlicht entsprechend der jeweiligen Bildhelligkeit vermieden wird.

Von den genannten Abbeschen Versuchen sind diejenigen besonders instruktiv, die zeigen, daß man durch Ausblendung von gewissen Teilen des gebeugten Lichtes nicht nur verwaschene Bilder, sondern auch scharfe Bilder mit falscher Struktur erhalten kann.[2]) Wenn man z. B. als Objektiv ein einfaches Strichgitter wählt und jedes zweite Beugungsbild der Lichtquelle bezw. des ersten Blendenspaltes ausblendet, so erhalten die übrigbleibenden einen Abstand, wie ihn ein Gitter von doppelter Strichzahl liefern würde. Dementsprechend erhält man auch wirklich, wenn man zur endgültigen Abbildung nur das Licht jedes zweiten Beugungsbildes benutzt, ein Gitter von doppelter Strichzahl.

1) Vorausgesetzt, daß die Hörer nicht mit Operngläsern versehen sind. Auch gilt das Obige nicht, wenn (wie z. B. bei der Projektion farbiger Photographien) ästhetische Rücksichten in Betracht kommen.

2) Vgl. Winkelmann, l. c.

Wie es möglich ist, diesen Versuch objektiv so anzustellen, daß er in einem großen Auditorium von allen Plätzen (15 m) sogar ohne Verdunkelung deutlich gesehen werden kann, soll im folgenden gezeigt werden.

Es ist nämlich möglich, die Helligkeit des Bildes bei dem genannten Versuch wesentlich zu verbessern, und zwar dadurch, daß man den Blendenspalt durch viele Spalte, also ein Gitter, ersetzt. Man hat dann also in der Abbeschen Anordnung statt Blende, Gitter, Blende (die Linsen kann man verschieden aufstellen), Gitter, Gitter, Gitter und muß hier nur die gänzlich verschiedene Rolle der verschiedenen Gitter unterscheiden.

Darnach wäre die Anordnung etwa folgende: Von einem Gitter von 20 Drähten pro Zentimeter (A, Fig. 3) entwirft die Linse L_1 ein

Fig. 3.

reelles Bild in natürlicher Größe in B. Befindet sich zwischen L_1 und B ein Beugungsgitter G (in unserer Anordnung ein solches von 60 Drähten pro Zentimeter), so werden von jedem Spalte des Gitters A in der Ebene B Beugungsspektren entworfen. Der Abstand der gebeugten Bilder x ergibt sich aus der Beziehung

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \frac{x}{l},$$

wo l der Abstand GB und γ die Gitterkonstante ist. Für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}57\,\mu$, für die das Auge am empfindlichsten ist, ergibt sich, wenn $l = 73$ mm, $x = 0{,}25$ mm, d. h. es fallen jeweils die ersten, dritten usw. Spaltbilder zwischen zwei ungebeugte Abbildungen. Bringt man also in der Ebene B ein ebensolches Gitter wie das in A befindliche, so kann man damit alle Beugungsspektren erster, dritter usw. Ordnung (Stellung 1) abblenden. Eine von dem Gitter G mit der Linse L_2 hergestellte Abbildung verwendet also nur das direkte Bild sowie das zweite und vierte gebeugte Bild, muß also doppelte Strichzahl zeigen. Verschiebt man nun das Gitter in B seitlich um 0,25 mm (Stellung 2), so würde man alle direkten Bilder, sowie die Beugungsbilder zweiter, vierter usw. Ordnung abblenden. Nach der Abbeschen Theorie ergeben nun zwei aufeinander folgende Spektren eine ähnliche Abbildung eines Streifensystems, und zwar darf sowohl das direkte Bild und das erste Bewegungsspektrum, als

Digitized by Google

auch etwa das zweite und dritte Bewegungsspektrum usf. benutzt werden. Dementsprechend ändert sich bei unserer Anordnung die Abbildung nicht, wenn wir das Blendengitter aus Stellung 1 in die Stellung 2 bringen, ebensowenig ändert sie sich aber auch, wenn das Gitter sich zwischen diesen Normalstellungen befindet; denn dann werden ja stets diejenigen Teile der ersten bzw. dritten Beugungsspektren abgeblendet; deren zugehörige direkte Bilder bzw. zweite Beugungsspektren zur Abbildung verwandt werden.

[Anmerkung: Diese Tatsache, daß eine seitliche Verschiebung des Blendengitters ohne Einfluß auf die Abbildung des Gitters G ist, würde eine wesentliche Vereinfachung des Versuchs in dieser Form erlauben.

Es schien bisher, als müsse man, um mit dem Gitter B genau analoge Teile der Spaltbilder abblenden zu können, die Abbildung in genau natürlicher Größe herstellen, was Zeit und Übung in der richtigen Deutung des auf dem Gitter B sichtbar werdenden Moirés erfordert. Dreht man aber nun das Gitter von der Gitterbreite 0,5 mm in seiner Ebene um den Winkel u, so wird die wirksame, in horizontaler Richtung gerechnete Gitterbreite $\frac{0,5}{\cos u}$. Da eine seitliche Verschiebung der senkrechten Streifen ohne Einfluß auf die Abbildung war, muß die Schiefstellung, die ja praktisch auf eine stufenförmige seitliche Verschiebung hinausläuft, es ebenso sein, oder kurz gesagt: wie man die Gitterkonstante bei einer derartigen Projektion durch Drehung des Gitters um seine Vertikalachse verkleinern kann, so kann man sie (bei diesem Versuche) durch Drehung des Gitters in seiner Ebene vergrößern.

In dieser Form würde also die Ausführung des Versuchs folgende sein. Von dem durch ein intensives Lichtbündel stark beleuchteten Gitter (Streifen senkrecht) entwirft die Linse L_1 in B ein Bild in etwas übernatürlicher Größe. In diese Ebene B bringt man ein zweites gleiches Gitter (Striche horizontal), in die Ebene G in passender Entfernung von B das Beugungsgitter (Striche senkrecht). Die Linse L_2 entwirft auf dem Schirme ein Bild mit einfacher Strichzahl. Bei Drehung des Gitters B um etwa 90° erhalt man eine Abbildung mit doppelter Strichzahl.]

Machen wir uns die Vorteile der Winkelmannschen Anordnung für diesen Fall zunutze, indem wir das erste Blendengitter weglassen, so ergibt sich folgende Anordnung von außerordentlicher Lichtstärke. Das den Kondensator C konvergent verlassende Licht der Bogenlampe wird durch die Zerstreuungslinse Z parallel gemacht. Das Gitter G_1 wird durch

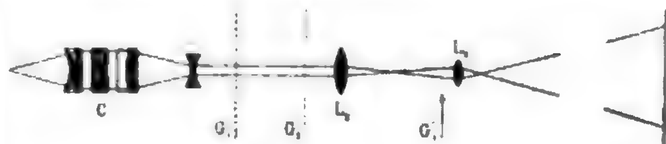


Fig. 4.

die Linse L_1[1]) (f ungefähr 20 cm) in etwa natürlicher Größe in G'_1 abgebildet und dieses Bild durch die Linse L_2 (f etwa gleich 2 cm) stark vergrößert (300) auf dem Schirm abgebildet. Schiebt man jetzt zwischen G_1 und L_1 ein Gitter G_2 von passender Beschaffenheit ein, so sehen wir im Bilde die besprochene Verdoppelung der Striche.[2])

Aus naheliegenden Gründen ist es von wesentlicher Bedeutung für die Korrektheit der Erscheinung, daß man bei der Herstellung des Gitters G_1 dünne Drähte (also dünner als die halbe Gitterkonstante), bei G_2 dagegen starke Drähte (also dicker als die halbe Gitterkonstante) wählt.[3]) Die erste Abbildung durch L_1 hat bei der Anordnung nur den Zweck, Bewegungsfreiheit für G_2 zu erreichen. Man kann so durch Verschieben von G_2 (gegen G_1 hin) Verdreifachung, Vervierfachung und selbst Verfünffachung der Strichzahl demonstrieren, da bei Verkürzung des Abstandes $G_1 G_2$ auf zwei Drittel nur jedes dritte Beugungsbild durchgelassen wird usf.[4])

Ist die Brennweite von L_1 groß genug, so läßt sich natürlich auch zeigen, daß bei Verdoppelung des Abstandes $G_1 G_2$ das Gitter G_2 wirkungslos ist.[4])

Frankfurt a. M., Juli 1906.

Diskussion:

König (Gießen): Diese Vorführung ist gewiß eine sehr schöne Demonstration der Abbeschen Theorie. Aber ich möchte daneben doch an die alte Abbesche Anordnung dieser Versuche erinnern, die den großen Vorzug hat, eine vollständige Demonstration zu ermöglichen. Ich verstehe darunter, daß man nicht bloß das durch eine Abblendung von Beugungsspektren veränderte Bild, sondern auch die Beugungsspektra selbst und den Vorgang ihrer Abblendung vorführt. Es werden sich einige

1) Wenn gute Objektive, etwa Planare von C. Zeiß, zur Verfügung stehen, wird man natürlich diese benutzen.

2) Statt des Einschiebens und Wegnehmens kann G_2 natürlich auch um 90° gedreht werden.

3) Geeignete Gitter können von Herrn Mechaniker Fr. Berk, Frankfurt a. M., Stiftsstr. 32, bezogen werden.

4) So hatten wir in einem bestimmten Falle keine Wirkung von G_2 bei $G_1 G_2 = 70$ cm, Verdoppelung der Strichzahl bei $G_1 G_2 = 35$ cm, Verdreifachung bei $G_1 G_2 = 23$ cm, Vervierfachung bei $G_1 G_2 = 17,5$ cm (im verdunkelten Hörsaal auf 15 m noch deutlich sichtbar) und Verfünffachung bei $G_1 G_2 = 14$ cm (nur etwa noch auf 10 m sichtbar).

unter Ihnen vielleicht noch der ersten Vorführung dieser Versuche durch Abbe selbst auf der Naturforscher-Versammlung in Halle erinnern. Damals war die Vorführung nur subjektiv und in dieser Form gelingen die Versuche mit einem einfachen Auerbrenner als Lichtquelle. Aber ich kann versichern, daß auch die objektive Vorführung der vollständigen Abbeschen Versuche nicht bloß mit Sonnenlicht, sondern auch mit elektrischem Licht vor einem größeren Auditorium, ich will nicht sagen von 100, aber doch von etwa 40 Personen ganz gut möglich ist. Man muß nur auf eine gute Konzentration und sorgfältige Führung des Lichtes achten; auch ist es nützlich, die Erscheinungen statt im auffallenden, im durchfallenden Lichte, auf einem Transparentschirm, zu zeigen. Dabei konnte ich die Anordnung so treffen, daß durch einfaches Einschieben einer Linse abwechselnd das Bild des Gitters oder die Beugungsspektra und Abblendungsschirme gezeigt werden konnten. Ich erlaube mir, diese Mitteilung hier zu machen, weil Winkelmann bei der Beschreibung seines uns soeben vorgeführten Versuchs in den Annalen behauptet hat, daß das elektrische Bogenlicht nicht ausreichte, um die Erscheinungen objektiv vorzuführen. Aber ich gebe natürlich zu, daß die Versuche in dieser Form in bezug auf Größe und Helligkeit der Projektionsbilder sehr erheblich hinter den schönen Demonstrationen zurückstehen, die uns Herr Behn soeben gezeigt hat.

Fischer (München): Im Anschluß an die Bemerkung des Herrn Professor König möchte ich nur sagen, daß auch Sohncke in seiner Vorlesung über Experimentalphysik die Abbeschen Versuche mit Sonnenlicht in der Anordnung objektiv vorführte, welche Abbe selbst zur subjektiven Demonstration gewählt hatte.

E. Sommerfeldt (Tübingen), Beobachtungen an optisch-aktiven Kristallen.

Der Vortragende macht über die bereits in einer vorläufigen Mitteilung (diese Zeitschr. 7, 390, 1906) behandelten optischen Eigenschaften des Mesityloxydoxalsäuremethylesters ausführlichere Angaben auf Grund von erweiterten Beobachtungen.

Die Achsenbilder und Kristallformen werden durch Projizieren der betr. Abbildungen erläutert; an den Mikrophotogrammen der Achsenbilder ist das auffallende Fehlen des Mittelbalkens deutlich erkennbar. Die Erweiterungen der Versuche im Vergleich zur oben genannten Publikation bestehen besonders darin, daß der Vortragende die Interferenzerscheinungen nicht nur bei der Drehung des Präparats, sondern auch bei der Drehung der gekreuzten Nicols während das Präparat fest bleibt, verfolgte.

(Eingegangen 26. September 1906.)

Diskussion.

Voigt (Göttingen): Ich möchte nur noch einmal auf die Bedeutung und das allgemeine Interesse hinweisen, welches diese Art von Untersuchungen haben. Bis vor fünf Jahren sprach man ausschließlich von optisch einachsigen Kristallen, die aktiv sind, also die Polarisationsebene drehen. Nur Mach hatte gezeigt, daß Quarz durch Pression zweiachsig wurde, ohne die Aktivität zu verlieren. So war es eine sehr wichtige Entdeckung, als Pocklington in England 1901 an dem Rochellesalz und am Zucker die Drehung der Polarisationsebene auffand, und zwar erwies sich der Zucker in den beiden Achsenrichtungen in verschiedener Richtung drehend. Zucker ist aber ein Kristall von besonders niederer Symmetrie. Wenn sich nun die Deutung der Beobachtungen durch den Vortragenden, gegen die ich nichts Wesentliches einwende, als richtig erweist, würde ein neuer Typ aktiver Kristalle aufgefunden sein.

Ich möchte noch eine allgemeine Bemerkung anschließen. Die Symmetrieverhältnisse lassen eine große Zahl von Erscheinungen in der Kristallphysik als wahrscheinlich erkennen, die noch nicht nachgewiesen sind. Es ist merkwürdig, daß sich hierbei verschiedene Gebiete verschieden verhalten. Was z. B. bezüglich der Elastizität theoretisch bestimmt wurde, hat sich auch stets in der Wirklichkeit ohne weiteres nachweisen lassen. Aber bezüglich der optischen Erscheinungen, speziell bezüglich der Aktivität der Kristalle war das nicht der Fall, und ich habe mich stets darüber gewundert. Da ist es doch wichtig und hoch interessant, daß immer neue Erscheinungen in der Wirklichkeit aufgefunden werden, die dem Theoretiker längst bekannt sind.

Max Planck (Berlin), Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen.

Meine Herren! Wohl alle Physiker, welche sich spezieller für die Entwickelung des neuesten Zweiges der Elektrodynamik, der Mechanik der Elektronen, interessieren, haben mit großer Spannung dem Ergebnis der im vorigen Jahre von Herrn W. Kaufmann unternommenen subtilen Messungen der elektrischmagnetischen Ablenkbarkeit der β-Strahlen des Radiums entgegengesehen, und die an diese Versuche geknüpften Erwartungen sind auch in hohem Maße erfüllt worden; denn Herr Kaufmann hat aus ihnen eine große Menge

Google

wertvoller Daten gewonnen, und er hat außerdem, was besonders dankbar anerkannt werden muß, der Öffentlichkeit ein so reiches und zuverlässiges Zahlenmaterial zur Verfügung gestellt[1]), daß ein jeder in die Lage versetzt ist, die von Herrn Kaufmann gezogenen Schlußfolgerungen selbständig nachzuprüfen und zu ergänzen.

Von dieser Anregung habe ich um so lieber Gebrauch gemacht, als ja die Frage, welcher die Kaufmannschen Versuche gewidmet sind, für verschiedene elektrodynamische Theorien geradezu eine Lebensfrage ist. Von mehreren dieser Theorien liegen bekanntlich schon eine Anzahl ausgezeichneter mathematischer Untersuchungen vor, und deren physikalische Bedeutung würde natürlich mit einem Schlage aufgehoben, wenn die betreffende Theorie in dem entstandenen Wettstreit unterliegen müßte.

§ 1. Bewegungsgleichungen.

Die Methode, nach welcher Herr Kaufmann den Inhalt der verschiedenen Theorien an seinen Messungen geprüft hat, darf ich hier als bekannt voraussetzen. Mir lag nun zunächst daran, zu sehen, wie weit die einzelnen gemessenen Ablenkungen von denjenigen entfernt liegen, welche aus den verschiedenen Theorien auf Grund der gemessenen „Apparatkonstanten" von vornherein berechnet werden können. Da ich es vorzog, die gemessenen Ablenkungen ($\bar{y}$, $\bar{z}$) nicht gleich von vornherein „auf unendlich kleine Ablenkungen (y', z') zu reduzieren", so mußten die Bewegungsgleichungen der Elektronen vollständig integriert werden. Dieselben lauten für alle verglichenen Theorien:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{x}}\right) = -\frac{e}{c}\dot{z}\mathfrak{H}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{y}}\right) = e\mathfrak{E}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{z}}\right) = \frac{e}{c}\dot{x}\mathfrak{H}.$$

Hierin bedeutet H das kinetische Potential (die Lagrangesche Funktion) eines bewegten Elektrons, als Funktion der Geschwindigkeit

$$q = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2},$$

$\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ die elektrische und magnetische Feldstärke, beide in der y-Richtung wirkend, als bekannte Funktionen von x, e das elektrische Elementarquantum, c die Lichtgeschwindigkeit. Die elektrischen Größen sind im elektrostatischen Maß gemessen.

Das Elektron bewegt sich von der Strahlungsquelle:

$$x = x_0 = 0 \qquad y = 0 \qquad z = 0$$

1) Ann. d. Phys. (4) **19**, 487, 1906.

durch die Diaphragma-Öffnung:

$$x = x_1 = 1{,}994 \qquad y = 0 \qquad z = 0$$

bis zu dem Punkte der photographischen Platte:

$$x = x_2 = 3{,}963 \qquad y = \bar{y} \qquad z = \bar{z}.$$

Um die Diaphragma-Öffnung gerade zu treffen, muß ein Elektron bei bestimmter Anfangsgeschwindigkeit in einer ganz bestimmten Richtung von der Strahlungsquelle ausgehen. Dadurch kommt auf der photographischen Platte ($x = x_2$) eine bestimmte Kurve ($\bar{y}$, $\bar{z}$) zustande, deren Punkte von einem einzigen Parameter, etwa von der Anfangsgeschwindigkeit, abhängen.

§ 2. Bestimmung der äußeren Feldkomponenten.

Die Integration der Bewegungsgleichungen erfordert noch die Kenntnis von $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{E}$ als Funktionen von x. Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ habe ich als konstant angenommen, und zwar so groß, daß der Wert des „magnetischen Feldintegrals" der nämliche ist wie bei Herrn Kaufmann. Derselbe beträgt[1]):

$$\int_{x_0}^{x_2} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{H}\, dx - \frac{x_2 - x_0}{x_1 - x_0} \int_{x_0}^{x_1} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{H}\, dx = 557{,}1.$$

Setzt man hierin $\mathfrak{H}$ konstant, so ergibt sich:

$$\tfrac{1}{2}(x_2 - x_1)(x_2 - x_0)\mathfrak{H} = 557.1$$

und daraus nach den angegebenen Werten von x_0, x_1 und x_2:

$$\mathfrak{H} = 142{,}8.$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist zwischen dem Diaphragma und der photographischen Platte null, zwischen den Kondensatorplatten in gehörigem Abstande von den Rändern konstant. Wir beziehen zunächst mit Herrn Kaufmann die Feldstärke auf ihren Wert im homogenen Teil des Feldes als Einheit und nennen die so gemessene Feldstärke $\mathfrak{E}_1$. Dann ist:

$$\text{für } x_1 < x < x_2 : \mathfrak{E}_1 = 0.$$

Zwischen der Strahlungsquelle und dem Diaphragma habe ich $\mathfrak{E}_1$ als symmetrisch in bezug auf den Mittelpunkt dieser Strecke: $x = \frac{x_1}{2}$ angenommen, so daß, wenn man setzt:

$$x = \xi + \frac{x_1}{2}, \qquad -\frac{x_1}{2} < \xi < \frac{x_1}{2}$$

$$\mathfrak{E}_1(-\xi) = \mathfrak{E}_1(+\xi). \tag{1}$$

Der Anstieg der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}_1$ von der Strahlungsquelle bis zu ihrem konstanten Werte 1 sei als linear angenommen, ebenso also auch der Abfall zum Werte 0 beim Diaphragma. Das heißt:

1) l. c. S. 525 und S. 544.

$$\left.\begin{array}{lll} \text{für } 0<\xi<\xi' & \text{ist} & \mathfrak{E}_1 = 1 \\ \text{für } \xi'<\xi<\frac{x_1}{2} & \text{ist} & \mathfrak{E}_1 = \varkappa - \lambda\xi \end{array}\right\} \quad (2)$$

Dann ist wegen der Stetigkeit von $\mathfrak{E}_1$:

$$\varkappa - \lambda\xi' = 1 \quad \text{und} \quad \varkappa - \lambda\frac{x_1}{2} = 0.$$

Den Wert der Konstanten ξ' habe ich so groß angenommen, daß der Wert des „elektrischen Feldintegrals" der nämliche ist wie bei Herrn Kaufmann. Derselbe beträgt [1]):

$$(x_2 - x_1)\cdot\left\{\int_{x_0}^{x_1}\mathfrak{E}_1\,dx - \frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1}dx\int_{x_0}^{x}\mathfrak{E}_1\,dx\right\} = 1{,}565.$$

Setzt man hierin die obigen Werte ein, so folgt:

$$\tfrac{1}{2}(x_2 - x_1)\cdot\left(\frac{x_1}{2} + \xi'\right) = 1{,}565$$

und daraus:

$$\xi' = 0{,}593 \qquad \varkappa = 2{,}468 \qquad \lambda = 2{,}475.$$

Zur Reduktion der elektrischen Feldstärke auf absolutes elektrostatisches Maß: $\mathfrak{E}$, oder auf absolutes elektromagnetisches Maß: $\mathfrak{E}_m$, hat man [2]):

$$\mathfrak{E}_m = \mathfrak{E}_1\cdot\frac{25\cdot 10^{10}}{0{,}1242} = \mathfrak{E}\cdot 3\cdot 10^{10}. \qquad (3)$$

Daß die gemachten vereinfachenden Annahmen in bezug auf das elektrische und magnetische Feld für die hier in Betracht kommenden Rechnungen wirklich ausreichend sind, wird sich weiter unten ergeben.

§ 3. Magnetische Ablenkung.

Führt man in die Bewegungsgleichungen (§ 1) den Impulsvektor (Bewegungsgröße)

$$\frac{\partial H}{\partial q} = p \qquad (4)$$

und außerdem das elektromagnetische Maß für die elektrische Feldstärke ($\mathfrak{E}_m$) und für das elektrische Elementarquantum (ε) ein, so lauten dieselben:

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot x}{q}\right) = -\varepsilon\dot z\mathfrak{H} \qquad (5)$$

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot y}{q}\right) = \varepsilon\mathfrak{E}_m \qquad (6)$$

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot z}{q}\right) = \varepsilon\dot x\mathfrak{H}. \qquad (7)$$

Da $\mathfrak{H}$ konstant ist, so lassen sich (5) und (7) nach der Zeit t integrieren. Dividiert man die beiden so erhaltenen Gleichungen, so ist t, p und q ganz eliminiert, und eine zweite Integration liefert die Gleichung der Bahnprojektion auf die xz-Ebene, eines Kreises, der durch die Punkte $x=0$, $z=0$, $x=x_1$, $z=0$ und $x=x_2$, $z=\bar z$ hindurchgeht und durch sie bestimmt ist. Die laufenden Koordinaten x, z der Punkte dieses Kreises lassen sich darstellen als Funktionen eines einzigen variablen Parameters: des Winkels φ, welchen die in der Richtung der Bewegung genommene Tangente des Kreises mit der x-Achse bildet, positiv, wenn die Bewegung nach der Seite der positiven z-Achse zu erfolgt:

$$x = \rho\sin\varphi + \frac{x_1}{2}, \quad z = -\rho\cos\varphi + \frac{x_1}{2}\operatorname{ctg}\varphi_1. \qquad (8)$$

Hierbei ist

$$\rho = \frac{x_1}{2\sin\varphi_1} \qquad (9)$$

der Radius des Kreises und φ_1 der Wert von φ für $x=x_1$. In diesen Gleichungen ist schon ausgedrückt, daß für $x=0$ und für $x=x_1$, $z=0$. Berücksichtigt man noch, daß für $x=x_2$, $z=\bar z$, so ergeben sich daraus die Werte:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{x_1\bar z}{(x_2 - x_1)x_2 + \bar z^2} \qquad (10)$$

und

$$\sin\varphi_2 = \frac{2x_2 - x_1}{x_1}\sin\varphi_1 \qquad (11)$$

und ebenso ρ aus (9).

Durch Einsetzen von (8) in (5) oder in (7) erhält man:

$$\frac{p}{q}\cdot\dot\varphi = \varepsilon\mathfrak{H}. \qquad (12)$$

Nun ist:

$$q^2 = \rho^2\dot\varphi^2 + \dot y^2,$$

wofür man mit genügender Annäherung setzen kann [1]):

$$q = \rho\dot\varphi. \qquad (13)$$

Folglich:

$$p = \varepsilon\mathfrak{H}\rho = \varepsilon\mathfrak{H}\frac{x_1}{2\sin\varphi_1}. \qquad (14)$$

Die Impulsgröße p eines jeden Elektrons ist also unabhängig von der Zeit und läßt sich, ohne auf eine spezielle Theorie einzugehen, aus der magnetischen Ablenkung $\bar z$ berechnen.

Da p unabhängig von der Zeit t ist, so folgt das nämliche für die Geschwindigkeit q und nach (12) für die Winkelgeschwindigkeit $\dot\varphi$. Der Winkel φ ist also linear von der Zeit t abhängig.

§ 4. Elektrische Ablenkung.

Aus (6) folgt zunächst:

$$\frac{p}{q}\frac{d^2y}{d\varphi^2}\cdot\dot\varphi^2 = \varepsilon\mathfrak{E}_m$$

und daraus nach (12) und (13)

$$\frac{d^2y}{d\varphi^2} = \frac{\rho}{q}\cdot\frac{\mathfrak{E}_m}{\mathfrak{H}}. \qquad (15)$$

1) l. c. S. 526 und S. 547.
2) l. c. S. 547.

1) l. c. S. 527.

Durch diese Differentialgleichung und durch die Bedingung, daß für $\varphi = \varphi_0$ ($x = 0$) und für $\varphi = \varphi_1$ ($x = x_1$) $y = 0$ ist, wird y als Funktion von φ bestimmt.

Zwischen Strahlenquelle und Diaphragma ist wegen (1) und wegen:

$$\xi = \rho \sin \varphi$$
$$\mathfrak{E}_m(-\varphi) = \mathfrak{E}_m(+\varphi).$$

Die Kurve verläuft also hier symmetrisch in der Weise, daß:

$$y_{-\varphi} = y_{+\varphi} \quad \text{und} \quad \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{-\varphi} = -\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{+\varphi}.$$

Die Integration der Differentialgleichung (15) ergibt:

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_1} - \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_0} = \frac{\rho}{q} \cdot \frac{1}{\mathfrak{H}} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi$$

oder, da $\varphi_0 = -\varphi_1$:

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_1} = \frac{\rho}{q\mathfrak{H}} \int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi.$$

Zwischen Diaphragma und Platte ist $\mathfrak{E}_m = 0$, also:

$$\frac{dy}{d\varphi} = const = \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_1,$$

und, durch abermalige Integration dieser letzten Gleichung:

$$y = \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_1 \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{\rho(\varphi_2 - \varphi_1)}{q\mathfrak{H}} \int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi. \quad (16)$$

Das hier vorkommende Integral ergibt sich, wenn man bedenkt, daß nach (2) für:

$$0 < \varphi < \varphi' \qquad \mathfrak{E}_1 = 1$$
$$\varphi' < \varphi < \varphi_1 \qquad \mathfrak{E}_1 = \varkappa - \lambda\rho \sin\varphi,$$

wobei

$$\rho \sin \varphi' = \xi' = 0{,}593. \quad (17)$$

Dann folgt:

$$\int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_1 d\varphi = \varphi' + \varkappa(\varphi_1 - \varphi') - \lambda\rho(\cos\varphi' - \cos\varphi_1)$$

und mit Einführung von $\mathfrak{E}_m$ aus (3):

$$y = \frac{25 \cdot 10^{10}}{0{,}1242} \cdot \frac{\rho(\varphi_2 - \varphi_1)}{q\mathfrak{H}} \cdot \{\varphi' + \varkappa(\varphi_1 - \varphi') - \lambda\rho(\cos\varphi' - \cos\varphi_1)\}. \quad (18)$$

§ 5. Verschiedene Theorien.

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ablenkung y und der magnetischen Ablenkung z wird bedingt durch die Abhängigkeit der Impulsgröße p von der Geschwindigkeit q, und diese ist gegeben durch den Ausdruck des kinetischen Potentials H als Funktion von q, welcher für die einzelnen Theorien verschieden lautet. Ich habe die Rechnungen nur für diejenigen beiden Theorien durchgeführt, welche bis jetzt die meiste Ausbildung erfahren haben: die Abrahamsche[1]), wonach das Elektron die Form einer starren Kugel hat, und die Lorentz-Einsteinsche[2]), wonach das „Prinzip der Relativität" genaue Gültigkeit besitzt. Zur Abkürzung werde ich im folgenden die erste Theorie als „Kugeltheorie", die zweite als „Relativtheorie" bezeichnen. Dann ist nach der Kugeltheorie, einerlei ob Volumenladung oder Flächenladung angenommen wird, da es sich hier nur um quasistationäre Bewegungen handelt, das kinetische Potential:

$$H = -{}^3/_4\, \mu_0 c^2 \left(\frac{c^2 - q^2}{2qc} \log\frac{c+q}{c-q} - 1\right) \quad (19)$$

(μ_0 die Masse des Elektrons für $q = 0$). Folglich:

$$p = \frac{\partial H}{\partial q} = {}^3/_4\, \frac{\mu_0 c^2}{q} \left(\frac{c^2 + q^2}{2qc} \log\frac{c+q}{c-q} - 1\right). \quad (20)$$

Dagegen nach der Relativtheorie[3]):

$$H = -\mu_0 c^2 \left(\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} - 1\right). \quad (21)$$

Folglich:

$$p = \frac{\partial H}{\partial q} = \frac{\mu_0 qc}{\sqrt{c^2 - q^2}}. \quad (22)$$

Führt man mit Herrn Kaufmann die beiden Größen β und u ein:

$$\beta = \frac{q}{c}, \qquad \text{und} \qquad u = \frac{\mu_0 c}{p}, \quad (23)$$

so ergibt sich nach der Kugeltheorie:

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) \quad (24)$$

und nach der Relativtheorie:

$$\frac{1}{u} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (25)$$

Mit Einführung von u statt p geht die Gleichung (14) für die magnetische Ablenkung über in:

$$u = \frac{\mu_0}{\varepsilon} \cdot \frac{2c \sin\varphi_1}{x_1 \mathfrak{H}}. \quad (26)$$

§ 6. Zahlenwerte.

Die Vergleichung der beobachteten mit den theoretischen Werten habe ich in der Weise ausgeführt, daß für jede gemessene magnetische Ablenkung z nach jeder der beiden Theorien der entsprechende Wert der elektrischen Ablenkung y berechnet und mit dem beobachteten Werte verglichen ist. Dementsprechend enthält die folgende Tabelle in der ersten Spalte

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. (4) **10**, 105, 1903.
2) H. A. Lorentz, Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 1904, S. 809. A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **17**, 891, 1905. Vgl. auch H. Poincaré, C. R. **140**, 1504, 1905.
3) z. B. M. Planck, Verh. D. Phys. Ges. **8**, 140, 1906.

die magnetische Ablenkung $\bar{z}$ nach der Kaufmannschen Tabelle VI (l. c. S. 524), die zweite Spalte die dazugehörigen aus (10) berechneten Werte des Winkels φ_1 in Graden, die dritte Spalte den aus (26) folgenden Wert von u, wobei für das Verhältnis von Ladung ε zur Masse μ_0 der von Herrn Kaufmann (l. c. S. 551) aus der Simonschen Zahl $1{,}865 \cdot 10^7$ extrapolierte, für alle Theorien gültige Wert:

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1{,}878 \cdot 10^7 \qquad (27)$$

benutzt ist. Die vierte und sechste Spalte enthält die nach (24) und (25) aus u berechneten Werte von $\beta = \frac{q}{c}$, die fünfte und siebente Spalte die daraus nach (18) folgenden Werte von $\bar{y}$, wobei die dazu nötigen φ und φ_2 aus (17) und (11) entnommen sind; endlich die achte Spalte die „beobachteten" Werte von $\bar{y}$ nach der Kaufmannschen Tabelle VI.

Beobachtet $\bar{z}$	φ_1	u	Kugeltheorie		Relativtheorie		Beobachtet $\bar{y}$
			β	$\bar{y}$	β	$\bar{y}$	
0,1354	1,977°	0,3871 (0,3870)	0,9747	0,0262 (0,0262)	0,9326	0,0273 (0,0274)	0,0247
0,1930	2,810	0,5502 (0,5502)	0,9238	0,0394 (0,0394)	0,8762	0,0415 (0,0415)	0,0378
0,2423	3,517	0,6883 (0,6881)	0,8689	0,0526 (0,0526)	0,8237	0,0555 (0,0554)	0,0506
0,2930	4,237	0,8290 (0,8286)	0,8096	0,0682 (0,0682)	0,7699	0,0717 (0,0717)	0,0653
0,3423	4,925	0,9634 (0,9630)	0,7542	0,0853 (0,0855)	0,7202	0,0893 (0,0895)	0,0825
0,3930	5,623	1,100 (1,099)	0,7013	0,1054 (0,1055)	0,6728	0,1099 (0,1099)	0,1025
0,4446	6,325	1,236 (1,234)	0,6526	0,1280 (0,1281)	0,6289	0,1328 (0,1328)	0,1242
0,4926	6,962	1,360 (1,358)	0,6124	0,1511 (0,1512)	0,5924	0,1562 (0,1561)	0,1457
0,5522	7,735	1,510 (1,506)	0,5685	0,1823 (0,1822)	0,5521	0,1878 (0,1874)	0,1746

Um zunächst einen Vergleich meiner Berechnungsmethode mit der von Herrn Kaufmann angewandten zu ermöglichen, habe ich unter die Werte von u, sowie unter die theoretischen Werte von $\bar{y}$ in Klammern diejenigen Zahlen gesetzt, welche sich für die nämlichen Größen ergeben, wenn man mit Herrn Kaufmann nicht von den beobachteten Werten $\bar{z}$, sondern von den auf „unendlich kleine Ablenkung reduzierten" Werten z' (l. c. Tabelle VII, S. 529) ausgeht, aus diesen mittels der Kaufmannschen Gleichungen (14) und (17) u berechnet, das dazugehörige $v = \frac{u}{\beta}$ nach jeder der beiden Theorien bestimmt, und dann mittels der Kaufmannschen Gleichung (18) zu y' übergeht. Daraus ergibt sich dann $\bar{y}$ nach der Kaufmannschen Gleichung (12). Bei dieser Berechnung sind für die Kaufmannschen Konstanten A und B natürlich nicht die „Kurvenkonstanten", sondern die unabhängig von den Ablenkungsversuchen gemessenen „Apparatkonstanten" zugrunde gelegt. Die Vergleichung der eingeklammerten mit den darüber stehenden Zahlen zeigt, daß die Resultate der Kaufmannschen Berechnungsweise sich von denen der meinigen nur ganz unwesentlich unterscheiden, wodurch jede der beiden Methoden die andere in gewisser Weise stützt.

Was nun ferner den Vergleich der theoretischen Werte von $\bar{y}$ mit den beobachteten betrifft, so liegen, wie man sieht, die letzteren durchweg der Kugeltheorie näher als der Relativtheorie. Aber als eine definitive Bestätigung der ersten und Widerlegung der zweiten Theorie können dieselben nach meiner Meinung nicht gedeutet werden. Denn dazu wäre doch erforderlich, daß die Abweichungen der theoretischen Zahlen von den beobachteten für die Kugeltheorie klein sind gegen die für die Relativtheorie. Das ist aber durchaus nicht der Fall: im Gegenteil sind die Abweichungen der theoretischen Zahlen voneinander durchweg kleiner als die jeder theoretischen Zahl von der beobachteten.

Man könnte nun vielleicht vermuten, daß der Mangel an Übereinstimmung durch den benutzten Wert (27) für das Verhältnis $\varepsilon : \mu_0$ hervorgerufen ist, und daß durch eine passende Abänderung dieses Wertes eine genügende Übereinstimmung mit einer der beiden Theorien erzielt werden könnte. Dies läßt sich leicht folgendermaßen prüfen. Die Gleichung (18) ergibt, wenn man darin für $\bar{y}$ irgendeinen beobachteten Wert einsetzt, den entsprechenden Wert der Geschwindigkeit $q = \beta c$ unabhängig von einer speziellen Theorie, und man kann hieraus für jede Theorie einzeln, nach (24) bezw. nach (25), den dazugehörigen Wert von u, und dann aus (26) das Verhältnis $\varepsilon : \mu_0$ berechnen. Dies Verfahren ergibt aber nicht nur für keine der beiden Theorien konstante Werte für $\varepsilon : \mu_0$, sondern auch schon für β Zahlen, die von vornherein für jede Theorie unannehmbar sind. Dasselbe findet man natürlich auch bei der Kaufmannschen Berechnungsmethode. Kaufmann[1]) gibt für die Ablenkungen y' und z' zwei Gleichungen, welche kombiniert lauten:

$$\beta = \frac{E}{cM} \cdot \frac{z'}{y'}.$$

Hierbei ist

$$\frac{E}{cM} = 0{,}1884$$

eine Apparatkonstante, unabhängig von dem Werte $\varepsilon : \mu_0$ und unabhängig von jeder speziel-

1) l. c. S. 529, Gleichung (14) und (15).

Digitized by Google

len Theorie. Setzt man nun aus Tabelle VII (S. 529) z. B. $\bar{z}' = 0{,}1350$ und $\bar{y}' = 0{,}0246$, so ergibt sich.

$$\beta = 0{,}1884 \cdot \frac{0{,}1350}{0{,}0246} = 1{,}034,$$

also von vornherein mit keiner der theoretischen Formeln verträglich.

Somit scheint nichts übrig zu bleiben als die Annahme, daß in der theoretischen Deutung der gemessenen Größen noch irgendeine wesentliche Lücke enthalten ist, welche erst ausgefüllt werden muß, ehe die Messungen sich zu einer definitiven Entscheidung zwischen der Kugeltheorie und der Relativtheorie verwerten lassen werden. Man könnte hier an verschiedene Möglichkeiten denken, von denen ich aber keine näher erörtern möchte, da mir die physikalischen Grundlagen für jede derselben zu unsicher scheinen.

§ 7. Unterschied der Theorien für Strahlen von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit.

Dagegen möchte ich einen anderen Punkt hier noch etwas ausführlicher zur Sprache bringen: das ist die Frage, in welchem Gebiete des „Strahlenspektrums" eine Entscheidung zwischen den gegenüberstehenden Theorien am ersten möglich sein wird. Es scheint nämlich die Ansicht ziemlich verbreitet zu sein, daß die größten Unterschiede der Theorien sich bei den schnellsten Strahlen finden. Diese Ansicht, welche offenbar dem Umstande entspringt, daß die Impulsgrößen p, die sich nach den Gleichungen (20) und (22) für beide Theorien ergeben, um so mehr voneinander verschieden sind, je näher β an 1 heranrückt, ist jedoch irrtümlich; unter Umständen ist das gerade Gegenteil richtig. Denn bei den Messungen vergleicht man nicht die beobachteten Werte von p mit den nach den Theorien zu erwartenden Werten von p bei bestimmtem β, sondern man vergleicht etwa, wie bei den Kaufmannschen Messungen, die beobachteten Werte der elektrischen Ablenkbarkeit mit den nach den Theorien zu erwartenden Werten der elektrischen Ablenkbarkeit, bei bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit, und das ist etwas ganz anderes.

Wenn man einen Elektronenstrahl durch seine magnetische Ablenkbarkeit charakterisiert, so heißt das, man legt ihm einen bestimmten Wert der Impulsgröße p bei; denn nach (14) ist p direkt bestimmt durch den Krümmungsradius ϱ. Zu einem bestimmten Werte von p, dem nach (23) auch ein bestimmter Wert von u entspricht, gehören aber nach den beiden Theorien verschiedene Werte von β. Bezeichnen wir sie mit β und β', wobei β für die Kugeltheorie, β' für die Relativtheorie gelten möge, so ist nach (24) und (25):

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}}.$$

Hieraus folgt, daß stets:

$$\beta' < \beta.$$

Ein Strahl von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit besitzt also nach der Relativtheorie eine kleinere Geschwindigkeit als nach der Kugeltheorie.

Betrachten wir jetzt die elektrische Ablenkbarkeit nach beiden Theorien. Die elektrische Ablenkung in einer bestimmten (nicht zu großen) Entfernung x ist, wie man direkt aus (6) findet, proportional dem Quotienten $\frac{u}{\beta}$. Die nach den beiden Theorien zu erwartenden elektrischen Ablenkbarkeiten unterscheiden sich also um die Differenz:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} > 0.$$

Ein Strahl von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit wird nach der Relativtheorie elektrisch stärker abgelenkt als nach der Kugeltheorie, und zwar ist der Unterschied um so größer, je größer die magnetische Ablenkbarkeit ist. Natürlich bezieht sich dieser Satz, wie auch die unten folgenden analogen Sätze, auf den absoluten, nicht auf den prozentischen Unterschied. Als Illustration hierzu können die in der obigen Tabelle nach beiden Theorien berechneten Werte von $\bar{y}$ dienen, deren Differenz mit wachsendem $\bar{z}$ zunimmt.

Für $u = 0$ (magnetische Ablenkung gleich Null) ist:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = 0.$$

Für $u = \infty$ (magnetische Ablenkung gleich unendlich) ist:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = {}^1\!/_{10}.$$

Da nun eine experimentelle Entscheidung zwischen den beiden Theorien umso eher zu treffen sein wird, je weiter ihre Resultate auseinandergehen, so ist zu vermuten, daß Messungen der elektrischen Ablenkbarkeit, die zur Entscheidung zwischen den Theorien führen sollen, zweckmäßiger mit Kathodenstrahlen als mit Becquerelstrahlen anzustellen sind.

§ 8. Unterschied der Theorien für Kathodenstrahlen von bestimmtem Entladungspotential.

Wenn man zu den Ablenkungsversuchen homogene Kathodenstrahlen benutzt, so ist

außer der magnetischen und der elektrischen Ablenkbarkeit noch ein drittes Merkmal eines Strahles meßbar: das Entladungspotential, und es erscheint dann zweckmäßig, durch den Wert des Entladungspotentials den Strahl direkt zu charakterisieren. In diesem Falle erhebt sich die Frage: Wie unterscheiden sich die Theorien hinsichtlich der magnetischen und hinsichtlich der elektrischen Ablenkbarkeit eines Strahles von bestimmtem Entladungspotential? Durch das Entladungspotential P Volt ist die Energie E des Strahles gegeben, da:

$$E = \varepsilon P \,.\, 10^8.$$

Nun ist für jede Theorie:

$$E = q\frac{\partial H}{\partial q} - H = qp - H,$$

also für die Kugeltheorie nach (19):

$$E = {}^3\!/_2\, \mu_0 c^2 \left(\frac{c}{2q}\log\frac{c+q}{c-q} - 1\right)$$

und für die Relativtheorie nach (21):

$$E = \mu_0 c^2 \left(\frac{c}{\sqrt{c^2 - q^2}} - 1\right).$$

Bezeichnen wir also die nach der letzten Theorie berechneten Größen wieder durch einen beigefügten Strich und führen wieder nach (23) β und u ein, so ist jetzt der Zusammenhang von β und β' durch die Gleichung ausgedrückt:

$${}^3\!/_2 \left(\frac{1}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}} - 1.$$

Ferner ist, wie früher:

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right)$$

$$\frac{1}{u'} = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}}.$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich folgende Resultate:

1. Für die Geschwindigkeit ist:

$$\beta' < \beta,$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine kleinere Geschwindigkeit als nach der Kugeltheorie.

2. Für die magnetische Ablenkbarkeit ist:

$$u' < u,$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine kleinere magnetische Ablenkbarkeit als nach der Kugeltheorie. Der Unterschied verschwindet für unendlich große und für unendlich kleine Entladungspotentiale, er ist ein Maximum für das Entladungspotential $P = 3{,}2 \,.\, 10^5$ Volt ($\beta = 0{,}834$). Bei der praktischen Größe dieser Zahl wird man sagen dürfen, daß innerhalb der zurzeit ausführbaren Messungen der Unterschied der Theorien um so größer wird, zu je höheren Entladungspotentialen man fortschreitet.

3. Für die elektrische Ablenkbarkeit ist:

$$\frac{u'}{\beta'} \gtreqless \frac{u}{\beta} \quad \text{für} \quad P \lesseqgtr 1{,}1 \cdot 10^6 \text{ Volt} \left(\beta \lesseqgtr 0{,}987\right),$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine größere, ebenso große oder kleinere elektrische Ablenkbarkeit als nach der Kugeltheorie, je nachdem das Entladungspotential kleiner, ebenso groß oder größer ist als $1{,}1 \,.\, 10^6$ Volt. Daher wird man sagen dürfen, daß innerhalb der zurzeit ausführbaren Messungen die elektrische Ablenkbarkeit eines solchen Strahles nach der Relativtheorie stets größer ist als nach der Kugeltheorie, und zwar ist der Unterschied um so größer, je kleiner das Entladungspotential ist.

Für $P = 0$ ($\beta = \beta' = 0$) wird speziell:

$$\frac{u'}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = {}^1\!/_{20}.$$

Gleichzeitige Messungen des Entladungspotentials, der magnetischen und der elektrischen Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen sind bekanntlich von H. Starke[1]) ausgeführt worden. Möglicherweise lassen sich schon diese mit zu einer Prüfung der beiden Theorien verwerten. Ich fand aber bisher nicht Gelegenheit, auf diese Frage näher einzugehen.

1) H. Starke, Verh. D. Phys. Ges. **5**, **241**, 1903.

(Eingegangen 14. Oktober 1906.)

Diskussion.

Kaufmann: Ich möchte als Nächstbeteiligter ein paar Worte zur Ergänzung hinzufügen. Ich bitte, die gezeichnete Kurve zirkulieren zu lassen, sowie die fünf Originalplatten, auf denen Sie je zwei symmetrische Kurvenäste von derselben Gestalt wie auf der Zeichnung erblicken. Was die Resultate betrifft, so besteht vollständige Übereinstimmung zwischen Herrn Planck und mir, und es ist erfreulich für mich, daß die ganz andere Rechnung Plancks zu identischen Zahlenresultaten geführt hat. Das deutet darauf hin, daß in meiner Berechnung kein Rechenfehler enthalten ist. Was nun aber den Schluß betrifft, so folgt aus den Beobachtungstatsachen, daß weder die Lorentzsche noch die Abrahamsche Theorie mit ihnen übereinstimmt. Dieser Schluß steht fest. Die Lorentzsche Theorie stimmt noch schlechter als die Abrahamsche. Die Abweichungen der Lorentzschen Theorie (10—12 Proz.) sind so stark, daß sie an keiner Stelle durch Beobach-

Digitized by Google

tungsfehler zu erklären sind. Also wenn kein prinzipieller Fehler in den Beobachtungen vorhanden ist, so ist die Lorentzsche Theorie beseitigt. Bei der Abrahamschen Theorie betragen die Abweichungen 3—5 Proz.; auch diese liegen außerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler. Aber die Möglichkeit von Fehlern, die sich in der Weise summiert haben, daß eine solche Abweichung hierdurch herauskommt, wäre immerhin noch denkbar.

Planck: Wenn die für eine vollständige Deutung der Beobachtungen notwendige Korrektion der theoretischen Zahlen außerhalb der Beobachtungsfehler liegt, so ist es für mich denkbar, daß, wenn man ihr Rechnung trägt und infolgedessen über die Beobachtungsfehler hinaus Änderungen anbringt, daß man dann der Lorentzschen Theorie näher kommen könnte, als der Abrahamschen. Aus der bloßen Tatsache, daß die Abweichungen der einen Theorie kleiner sind, würde ein Vorzug für sie nicht folgen.

Bucherer: Ich möchte auf die Bemerkung des Vortragenden zurückkommen, daß meine Theorie nicht hinreichend entwickelt ist, um hier schon weiter erörtert zu werden. Ich habe mich intensiv mit ihr und ihren Konsequenzen beschäftigt und gefunden, daß sie nicht wesentlich Besseres leistet, als die frühere Lorentzsche Theorie und die spätere Lorentzsche. Ein Einwand ist darin zu finden, daß in der Dispersionstheorie die elektromagnetischen Massen Schwierigkeiten machen; in allen übrigen Punkten leistet die Theorie des bei konstantem Volum deformierten Elektrons und des entsprechend deformierten Systems ungefähr dasselbe wie die neuere Lorentzsche. Bei der Ausdehnung der Planckschen Erwägungen auf mein Elektron könnte ich nicht sagen, welche Folge diese Erwägungen für mein Elektron haben würden. Aber auf einige theoretische Punkte will ich hinweisen. Die Dynamik des Elektrons ist ja nicht allein prüfbar durch die Ablenkung der Becquerel-Strahlen. Abraham hat schon hingewiesen auf die Notwendigkeit, dem Lorentzschen Elektron eine besondere innere Energie zuzuschreiben. Die Schwierigkeit scheint mir größer als die Abweichung von den Kaufmannschen Messungen. Gegen die Einsteinsche Relativitätstheorie lassen sich gewisse Einwände erheben. Er wendet die Maxwellschen Gleichungen an, übersieht aber, daß gewisse Voraussetzungen nicht erfüllt sind, nämlich die Gültigkeit des Divergenztheorems der elektrischen Kraft.

Nachdem ich erkannt hatte, daß die bisherigen Theorien, auch die meinige mit eingeschlossen, den Anforderungen nicht genügen, habe ich mir die Frage vorgelegt, ob man unter Beibehaltung der Maxwellschen Gleichungen und unter Zugrundelegung des Prinzips der Gleichheit von actio und reactio zur Übereinstimmung mit der Erfahrung kommen kann. Das gelingt, wenn man den Satz zugrunde legt: Die ponderomotorische Kraft zwischen zwei in relativer gleichförmiger Bewegung zueinander begriffenen Systemen ist unter Beachtung des Vorzeichens die auf Grund der Maxwell-Lorentzschen Differentialgleichungen berechnete Kraft, welche auf das willkürlich als ruhend angenommene System ausgeübt wird. Natürlich fällt bei dieser Auffassung der Begriff des Äthers fort; denn sobald ich relative Bewegungen einführe und das Koordinatensystem in einem beliebigen Körper des dynamischen Systems festlege, verzichte ich auf die Äthertheorie. Ich habe die Konsequenzen verfolgt und bin in bezug auf die Kaufmannschen Messungen zu einigen Schlüssen gelangt, die ich mitteilen will. Zunächst würde das starre Elektron in Frage kommen. Auf Grund der Relativtheorie kommt man zu dem Schluß, daß andere Kräfte wirken, wenn die Becquerelstrahlen nicht mehr parallel, sondern schief zur Kondensatorplatte gerichtet sind. Hier wäre eine leichte Handhabe geboten, das Prinzip der Relativtheorie auf Grund der Maxwellschen Gleichungen zu prüfen, man brauchte nur Becquerelstrahlen schief gegen das elektrische oder magnetische Feld fliegen zu lassen. Bei senkrechter Bewegung bekommt man merkwürdigerweise dieselben Kräfte wie Lorentz. Ich habe schon überlegt, ob die Abweichung der Kaufmannschen Messungen darauf beruht, daß ein Winkel gebildet wird.

Runge: Ich möchte Herrn Planck folgendes fragen: Bei dem Widerspruch, den er findet, wenn er β aus dem ersten Werte berechnet, ist doch zu beachten, ob nicht eine kleine Änderung der Beobachtung schon eine große Änderung im Werte hervorruft. Man müßte das Intervall der β berechnen, für die noch zulässige Fehler der Beobachtung vorhanden sind.

Planck: Es ist β proportional $\frac{z'}{y'}$. Eine kleine Änderung von y' würde schon viel machen, weil y' klein ist gegen z'. Die Fehler aber sind schon so groß, daß man die Werte nicht benutzen kann; die äußersten Werte müßte man jedenfalls ausschalten, man kann sie eben nicht für die Theorie brauchen. An Herrn Bucherer möchte ich noch eine Frage richten. Lassen sich Ihre Gleichungen auch auf die Lagrangesche Form bringen? Und wenn ja, welchen Wert hat die Lagrangesche Funktion H für Ihre neuere Theorie, haben Sie das untersucht?

Bucherer: Nein, das habe ich noch nicht untersucht und könnte es in diesem Augenblick nicht entscheiden.

Planck: Das wäre doch sehr wichtig, weil durch die Lagrangesche Form die Bewegungs-

gleichungen des Elektrons auf die der allgemeinen Mechanik zurückgeführt werden.

Bucherer: Ich vermute, daß die Maxwellschen Gleichungen sich auf die Lagrangesche Form bringen lassen. Ich habe diese spezielle Frage noch nicht untersucht, aber ich nehme an, daß es möglich ist, denn ich wende die Maxwellschen Gleichungen unverändert an auf die quasi stationäre Bewegung, möchte aber damit nichts Endgültiges sagen.

Abraham: Wenn man die Zahlen ansieht, so geht aus ihnen hervor, daß die Abweichungen der Lorentzschen Theorie mindestens doppelt so groß sind als diejenigen der meinigen, also kann man wohl sagen, daß die Kugeltheorie doppelt so gut die Ablenkbarkeit der β-Strahlen darstellt als die Relativtheorie. (Große Heiterkeit.) Wenn ich bedenke, welches der Stand der Frage vor 5 Jahren war, als ich begann, mich mit ihr zu beschäftigen, so muß ich wohl von den Ergebnissen befriedigt sein; glaubte ich doch zunächst nicht, daß die Formel mit den Versuchen stimmen würde und war sehr überrascht, als Kaufmann mir eines Tages sagte, daß die Formel mit den verfeinerten Messungen gut stimmte. Allerdings sehe ich den Vorzug der Kugeltheorie vor der Relativtheorie nicht allein in der besseren Übereinstimmung mit den Messungen, sondern vor allem auch darin, daß sie eine rein elektromagnetische Theorie ist. Man war ja von der Frage ausgegangen, ob die Masse des Elektrons eine rein elektromagnetische Größe sei. Die Kugeltheorie bejaht diese Frage; sie betrachtet die Energie der Kathodenstrahlen als rein elektromagnetische. Die Ansätze der elektromagnetischen Energiedichte werden nun auch von Lorentz zugrunde gelegt. Das Lorentzsche Elektron hat aber außer der elektromagnetischen Energie, wie ich bewiesen habe und was nicht widerlegt ist, noch eine Art innerer potentieller Energie. Nach der Relativtheorie würde man also die Kathodenstrahlen nicht als rein elektromagnetische Vorgänge auffassen, sondern als Vorgänge, zu deren Erklärung die Elektrodynamik nicht ausreicht.

Gans: Ich möchte darauf hinweisen, daß jede Annahme über die Formveränderung des Elektrons bei Bewegungen selbstverständlich mehr Parameter in die Theorie hinein bringt, so daß man sich den Erscheinungen besser anpassen kann.

Der Michelson-Morleysche und der Trouton-Noblesche Versuch verlangen eine bestimmte Differenz der Längs- und Querdilatationen, das Verhältnis derselben bleibt noch unbestimmt.

Man könnte noch mehr Theorien aufstellen, bei denen dies Verhältnis der Längs- zur Querdilatation immer andere Werte hätte; eine würde die Erscheinungen der Becquerelstrahlen am besten erklären, aber man könnte nicht sagen, es wäre die beste; es wäre nur eine nachträgliche Anpassung an die Erscheinungen.

Planck: Abraham hat recht, wenn er sagt, der wesentliche Vorzug der Kugeltheorie würde sein, daß es eine rein elektrische Theorie wäre. Wenn dies durchführbar wäre, wäre das wohl sehr schön, vorläufig ist es nur ein Postulat. Der Lorentz-Einsteinschen Theorie liegt auch ein Postulat zugrunde, nämlich, daß keine absolute Translation nachzuweisen ist. Beide Postulate lassen sich, wie es scheint, nicht vereinigen, und nun kommt es darauf an, welchem Postulat man den Vorzug gibt. Mir ist das Lorentzsche eigentlich sympathischer. Am besten wird es wohl so sein, wenn auf beiden Gebieten weiter gearbeitet wird und die Experimente schließlich die Entscheidung geben.

Sommerfeld (München): Dem pessimistischen Standpunkt des Herrn Planck möchte ich mich einstweilen nicht anschließen. Bei der außerordentlichen Schwierigkeit der Messungen könnten die Abweichungen doch vielleicht in unbekannten Fehlerquellen ihren Grund haben. In der von Herrn Planck formulierten Prinzipienfrage möchte ich vermuten, daß die Herren unter 40 Jahren das elektrodynamische Postulat, diejenigen über 40 Jahre das mechanisch-relativistische Postulat bevorzugen werden. Ich gebe dem elektrodynamischen den Vorzug. (Heiterkeit.)

Kaufmann: Zur Postulatfrage möchte ich bemerken, daß der erkenntnistheoretische Wert des Postulats der relativen Bewegung doch nicht sehr groß ist, da es doch nur für gleichmäßige Translation brauchbar ist. Sowie man Rotationen und ungleichmäßige Bewegungen berücksichtigt, kommt man damit doch nicht aus. Man will damit den vielfach als unbequem empfundenen Äther aus der Welt schaffen, muß ihn aber bei den Rotationsbewegungen, z. B. bei der Abplattung der Weltkörper, wieder einführen.

Planck: Natürlich handelt es sich nur um gleichmäßige Translation. Ungleichmäßige können wir schon durch die Mechanik nachweisen, gleichmäßige aber auch in der Mechanik nicht. Die Forderung ist, daß das, was in der Mechanik nicht nachweisbar ist, auch in der Elektrodynamik nicht nachweisbar ist.

F. Himstedt und G. Meyer (Freiburg i. B.), Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen.[1])

Die folgenden Mitteilungen beschreiben die Fortsetzung der Untersuchungen, über welche der eine von uns (F. H.) auf dem Internationalen Kongreß zum Studium der Radiologie in Lüttich vorgetragen hat.[2]) Benutzt wurde zu den Versuchen der früher gebrauchte Quarzspektrograph, in dessen Spalt mit Klebwachs 3 Kristalle von $RaBr_2$ so befestigt waren, daß sie zwischen sich zwei Zwischenräume frei ließen. Die Kollimatorlinse war in das Spaltrohr luftdicht eingekittet und dieses war mit einem ebenfalls luftdicht aufgekitteten Glasrohr umgeben, welches dem Spalt gegenüber ein Quarzfenster besaß. Das Glasrohr und zugleich das ganze Spaltrohr konnte durch ein mit einem Hahn versehenes Ansatzstück evakuiert werden. Der Spektrograph stand in einem verschlossenen Kasten aus Weißblech, welcher dem Spaltrohr gegenüber ein Quarzfenster besaß; durch dieses wurde mittels einer Quarzzylinderlinse ein Bild von der Kapillaren eines mit Luft gefüllten Geißlerschen Rohres auf dem Spalte entworfen und die Aufnahme des Stickstoffspektrums als Vergleichsspektrum ermöglicht. Der Spektrograph war mit dem Kasten metallisch verbunden und dieser wiederum durch die Gasleitung zur Erde abgeleitet.

Das Spektrum des Eigenlichtes der $RaBr_2$-Kristalle wurde mit Expositionszeiten von 7 bis 10 Tagen photographiert, während das Kollimatorrohr mit CO_2, CO, H, Luft und He gefüllt war. Die Gase waren getrocknet und das Spaltrohr mittels der Hg-Pumpe wiederholt evakuiert und mit dem betreffenden Gase gespült.

In allen Gasen tritt das kontinuierliche Spektrum des Phosphoreszenzlichtes der Kristalle auf, welches sich in den Spektrogrammen entsprechend der Zahl der Kristalle als 3 parallele durch klare Zwischenräume getrennte Streifen kenntlich macht, deren Breite durch die Ausdehnung der Kristalle bedingt ist. In 2 Gasen, in Stickstoff (Luft) und Helium erscheinen außer dem kontinuierlichen Spektrum Banden, welche senkrecht zu den 3 Streifen das ganze Gesichtsfeld, also auch den Zwischenraum zwischen den parallelen Streifen durchziehen und damit anzeigen, daß das Gas in der Umgebung der Kristalle leuchtend geworden ist, Dieses Leuchten konnte auf einem Spektrogramm bis in eine Entfernung von 5 mm von einem 0,9 mm langen Kristalle verfolgt werden. Wiederholte Versuche haben uns gezeigt und andere Forscher haben dies bestätigt, daß der in der Umgebung der $RaBr$-Kristalle leuchtende Stickstoff das Bandenspektrum des N emittiert, wie es in einem Geißlerschen Rohre erscheint. Mit Helium ist erst ein Versuch angestellt und wir können unsere Angaben nur mit Vorbehalt machen. Das Gas war aus Cleveit dargestellt, gereinigt und vor der Benutzung durch spektralanalytische Untersuchung als frei von Stickstoff befunden. In dem Spektrogramm erscheinen außer dem kontinuierlichen Spektrum drei schwache, das ganze Feld durchziehende Linien, deren stärkste annähernd die Wellenlänge 403 hat, also unter den Bedingungen des Versuchs wohl als die Heliumlinie 402,6 anzusprechen ist. Die geringe Intensität der andern Linien gestattete keine Schätzung der Wellenlänge. Mit Sicherheit kann man aber angeben, daß Stickstoffbanden nicht auftreten. Stickstoffbanden wurden auch nicht gefunden, als die $RaBr_2$-Kristalle sich in CO_2, CO und H befanden. Es werden also zur Emission ultravioletten Lichtes durch $RaBr_2$ nur N und He angeregt, nicht dagegen CO_2, CO, H.

Diese Eigenschaft steht nicht in Zusammenhang mit der Fähigkeit der Gase, in Geißlerschen Röhren leicht „anzusprechen", denn CO, welches in den geringsten Spuren sich spektralanalytisch bemerkbar macht, wird von $RaBr_2$ nicht erregt.

Die Lichtemission kann auch nicht hervorgerufen sein von einer Glimmlichtentladung, welche etwa dadurch entsteht, daß die $RaBr_2$-Kristalle spontan eine elektrische Ladung annehmen. Zunächst ist dieser Vorgang unwahrscheinlich, denn die Kristalle liegen angepreßt an die Backen des zur Erde abgeleiteten Spaltes. Wir haben ferner mittels eines Quarzspektrographen das Spektrum einer durch eine Elektrisiermaschine erzeugten Glimmentladung zwischen zwei Metallspitzen in verschiedenen Gasen photographiert und gefunden, daß in H nur die beiden Spitzen leuchten, während in Luft und CO das Bandenspektrum auch in dem Raume zwischen den Spitzen erscheint. Das Glimmlicht erregt Luft und H in derselben Weise wie die $RaBr_2$-Kristalle, während dagegen das Verhalten dieser Agenzien gegen CO ein verschiedenes ist.

Wir glauben aber durch die folgenden Argumente erweisen zu können, daß wir mit einer Wirkung der α-Strahlen auf die Gase zu tun haben.

1. Versuche von B. Walter, deren Resultate mit von uns vorgenommenen übereinstimmen, ergeben, daß Platten, auf denen Radiotellur niedergeschlagen ist, den Stickstoff zur Emission seines Bandenspektrums veranlassen.

2. Radiumemanation mit Luft gemischt, bringt den Stickstoff zur Emission des Bandenspektrums. In einer ca. $\frac{1}{2}$ Liter fassenden Glasflasche befand sich bis zu $\frac{2}{3}$ der Höhe

1) Vorgetragen von G. Meyer.
2) Diese Zeitschr. 6, 688, 1905.

Wasser, in dem etwas $Ra\,CO_3$ suspendiert war. Nach einigen Monaten hatte sich in dem Luftraum viel *Ra*-Emanation gesammelt und die ganze Flasche leuchtete stark. Ein Spektrogramm dieses Lichtes so aufgenommen, daß die obere Hälfte des Spaltes sich vor dem Luftraum, die untere vor dem Flüssigkeitsraum befand, erwies das Spektrum des Flüssigkeitslichtes kontinuierlich, während in dem Licht des Luftraumes die *N*-Banden auftraten.

3. In ein Glasrohr wurden ca. 20 mgr $Ra\,Br_2$ mit H_2O eingebracht. Die entwickelten Gase entwichen mit der Emanation durch ein aufgesetztes, oben geöffnetes enges Quarzrohr. Das Spektrum der Emanation in dem Quarzrohr zeigte die Stickstoffbanden.

Nach diesen Experimenten bringen Stoffe, welche nur α-Strahlen aussenden, wie Radiotellur und *Ra*-Emanation, den Stickstoff zur Emission seines Bandenspektrums. Vereinigen wir diese Resultate mit der Angabe von Lord und Lady Huggins, daß die β-Strahlen nicht das Stickstoffbandenspektrum verursachen, da die Wirkung der $Ra\,Br_2$-Kristalle auf *N* durch Glas abgeschnitten wird, so ist das Resultat gewonnen, daß die α-Strahlen *N* und wahrscheinlich auch *He* zum Leuchten erregen, auf H, CO_2, CO aber nicht die gleiche Wirkung ausüben.

Physikalisches und physikalisch-chemisches Institut, Freiburg i. B., 15. September 1906.

(Eingegangen 20. September 1906.)

Diskussion.

Stark (Hannover): Ich möchte eine Bemerkung zu den Versuchen machen und speziell eine Erklärung vorschlagen. Ich glaube, es herrscht wohl Übereinstimmung darüber, daß die α-Strahlen und Kanalstrahlen als gleichartige Erscheinungen zu betrachten sind. Verlaufen die Kanalstrahlen in einem Gas, so ionisieren sie es immer, und dieses emittiert dann immer sein Bandenspektrum. Also ist auch bei den α-Strahlen dasselbe zu erwarten. Sie ionisieren in der Tat alle von ihnen durchlaufenen Gase; in Stickstoff bringen sie gleichzeitig das Bandenspektrum zur Emission. Bei dem Verlauf der α-Strahlen in Wasserstoff und Kohlensäure ist das Bandenspektrum bis jetzt noch nicht beobachtet worden. Dies sind die Resultate der Erfahrung. Nun möchte ich eine Erklärung vorschlagen: Ich habe die Hypothese ausgesprochen, daß das Bandenspektrum emittiert wird bei der Wiedervereinigung der Ionen. Wenn diese Erklärung richtig ist, müßte man bei Wasserstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd ebenso ein Bandenspektrum durch die α-Strahlen erhalten wie bei Stickstoff. Denn auch diese Gase werden durch die α-Strahlen ionisiert; die Ionisierung ist immer von Wiedervereinigung begleitet; darum müßten auch bei diesen Gasen die α-Strahlen auf dem Umweg über die Ionisierung und Wiedervereinigung das Bandenspektrum zur Emission zu bringen.

Meiner Meinung nach ist es auch vorhanden, nur ist es viel schwieriger, es bei diesen Gasen nachzuweisen. Ich glaube, bei langer Exposition wird man es erhalten. Auch bei den Aufnahmen an den Kanalstrahlen ist das Bandenspektrum des Wasserstoffs und der Kohlensäure viel schwächer, als das des Stickstoffs. Die β-Strahlen ionisieren ebenfalls das durchlaufene Gas; daß sie das Leuchten scheinbar nicht hervorrufen, hat wohl darin seinen Grund, daß bei ihnen die Absorption und demgemäß die Wiedervereinigung viel geringer ist, als bei den α-Strahlen.

Vortragender: Ich habe absichtlich eine Erklärung nicht gegeben, weil wir noch nicht alle Gase untersucht haben. Ich bemerke aber, daß das Bandenspektrum des Kohlenoxyds sehr leicht immer erhalten wird, und gerade hier haben die α-Strahlen keine Wirkung.

Stark (Hannover): Ich bezog meine Bemerkung über die Intensität des Bandenspektrums nicht auf die Emission durch die positive Lichtsäule in einem gewöhnlichen Geißlerrohr, sondern auf die Emission durch die Kanalstrahlen.

Marckwald (Berlin): Leuchten überhaupt noch andere Gase als Stickstoff und Helium unter der Einwirkung der α-Strahlen? Ich habe unabhängig von Walter das Leuchten der Luft in Poloniumstrahlen beobachtet, aber die Frage dann nicht weiter verfolgt, weil Walters Arbeit erschien, und ich mit Recht glaubte, die Physiker würden die Frage schneller fördern als ich. Nur darauf möchte ich hinweisen, daß die Frage, ob ein Gas überhaupt leuchtet, durch die von mir in den Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft beschriebene Versuchsanordnung in 24 Stunden sicher zu entscheiden ist. Natürlich hat man bei positivem Ergebnis damit noch kein Spektrum.

Vortragender: Radiumbromidkristalle haben wir 20 Tage lang in Wasserstoff untersucht und kein Gasspektrum erhalten. Alles Gas haben wir erst auf Stickstoffgehalt untersucht, und haben keine Stickstoffbanden finden können.

Runge: Die Vermutung, daß Sie eine Helium-Linie photographiert haben, halte ich für unwahrscheinlich, wenn Sie nicht auch die anderen Helium-Linien photographiert haben. Das da ist die dritte Linie der Serie, die von D_3 abgeht. Wenn Sie 4472 nicht bekommen haben, haben Sie wohl auch 4026 nicht bekommen. Wenn Sie das Linienspektrum des Helium bekommen hätten, wäre es sehr interessant; aber aus einer einzigen, sehr schwachen

Digitized by Google

herausgegriffenen Linie können Sie das nicht schließen.

Vortragender: Es sind drei Linien im Heliumspektrum vorhanden, aber so schwach, daß genaue Messungen nicht möglich sind. Nur die eine Wellenlänge haben wir zu 403 messen können. Weiter kommt hinzu, daß das Helium unter $^3/_4$ Atmosphäre Druck im Rohr war.

Runge: Das Heliumspektrum habe ich auch bei $^1/_2$ Atmosphäre Druck photographiert. (Unterbrechung und kurzes, unverständliches Zwiegespräch.) Runge (fortfahrend): Mit einer farbenempfindlichen Platte müßten Sie D_3, das so viel stärker ist als 4026, bekommen.

Marx (Leipzig): Zu der Bemerkung von Prof. Meyer, daß das Leuchten notwendig durch die α-Strahlen bedingt sein muß, möchte ich bemerken, daß dies nicht sicher aus den angeführten Versuchen geschlossen werden kann. Thomson hat bekanntlich nachgewiesen, daß neben den α-Strahlen vom Radium immer langsam bewegliche Elektronen ausgehen, die sehr starke Ionisatoren sind. Diese Elektronen tragen etwa die gleichen Ladungen von entgegengesetzten Vorzeichen wie die α-Strahlen, und sind bekanntlich die Ursache, daß es nicht möglich ist, eine positive Ladung der α-Teilchen direkt elektrometrisch nachzuweisen. Die Ladung der α-Strahlen ist nur nachweisbar, wie Rutherford gezeigt hat, wenn man durch das magnetische Feld die langsamen Elektronen herauswirft. Der Schluß, daß die α-Strahlen das Leuchten verursachen, ist also nicht zwingend, es könnten auch die langsamen Elektronen sein.

Vortragender: Ich glaube, daß es hier eine Wirkung der α-Strahlen ist; dazu habe ich den Grund, daß man das Leuchten im Spektroskop bis auf 5 mm von den Radiumbromidkristallen verfolgen kann. Bei den Versuchen von Walter und Pohl, welche sich wohl auf den gleichen Vorgang beziehen, ist die Lichtwirkung noch in mehreren cm Entfernung beobachtet worden, also auf eine Entfernung, auf der die α-Strahlen absorbiert werden. Wie es mit der Absorbierung der langsamen Elektronen steht, weiß ich nicht.

Heinrich Willy Schmidt (Gießen), Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums.[1]

Die Absorption der von einer radioaktiven Substanz ausgehenden β-Strahlen mißt man gewöhnlich so, daß man die Ionisation in einem abgeschlossenen Luftraum bestimmt, nachdem die Strahlen verschieden dicke Filter durchsetzt haben. Am einfachsten benutzt man hierbei ein allseitig geschlossenes Blattelektrometer, bei dem an Stelle des Deckels Filter aufgelegt werden. Über diesen Filtern befindet sich die radioaktive Substanz. Aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens schließt man auf die Stärke der Ionisierung, bzw. auf die Intensität der Strahlung.

Wenn man derartige Messungen mit einem festen Radiumpräparat, z. B. Radiumbromid, machen wollte, so wird man kaum zu übersichtlichen Gesetzen kommen können, da in einem solchen Präparat außer Radium dessen sämtliche Zerfallsprodukte vorhanden sind. Von wenigstens 3 dieser Zerfallsprodukte, nämlich *Ra B*, *Ra C* und *Ra E*, werden β-Strahlen ausgesandt. Da wir durchaus nicht wissen, ob diese Strahlen völlig gleichwertig sind, wird es uns darauf ankommen, jedes der β-strahlenden Produkte aus dem ursprünglichen Präparat zu isolieren.

In den hier vorliegenden Untersuchungen habe ich mich auf die von *Ra B* und *Ra C* ausgehenden β-Strahlen beschränkt. Eine Mischung dieser beiden radioaktiven Produkte kann man verhältnismäßig leicht erhalten. Bringt man nämlich in ein emanationshaltiges Gefäß ein Blech oder sonst einen festen Körper, so bildet sich darauf ein sehr dünner aktiver Niederschlag, der aus den 3 Radioelementen, *Ra A* *Ra B* und *Ra C* besteht. Da *Ra A* sehr schnell in *Ra B* zerfällt, so ist ca. $^1/_2$ Stunde nach Beendigung der Aktivierung praktisch nur noch *Ra B* und *Ra C* auf dem exponierten Körper vorhanden.

Aus diesem Gemisch können wir nach v. Lerch[1]) auf eine einfache Methode *Ra C* absondern, und zwar können wir es als sehr dünnen Niederschlag auf einem *Cu*-Blech erhalten. Mit einem derartig aktivierten *Cu*-Blech kann man nun Absorptionsbestimmungen nach der vorhin beschriebenen Methode vornehmen. Man legt also das Blech unter Zwischenschaltung von Filtern an Stelle des Deckels auf das Elektrometer und bestimmt die Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens bei verschiedenen Filterdicken. Als Filter wurden Aluminiumfolien oder Aluminiumbleche benutzt. Bei diesen Beobachtungen muß man berücksichtigen, daß *Ra C* ziemlich schnell zerfällt. Da wir jedoch die Halbwertszeit von *Ra C* recht genau kennen — sie ist nach v. Lerch 19.5' —, können wir das Abklingen der aktiven Materie leicht in Rechnung ziehen, so daß wir allgemein vergleichbare Resultate erhalten. Natürlich müssen wir bei diesen Vergleichsmessungen der Strahlungsintensität bei

1) Der hier abgedruckte Vortrag ist in seinem Inhalt identisch mit Teil 7 der Arbeit: „Über den Zerfall von *Ra A*, *B* u. *C*, 2. Mitteilung", die in einem der nächsten Annalenhefte erscheint. (Ann. d. Ph. (4) **21**, 1906.)

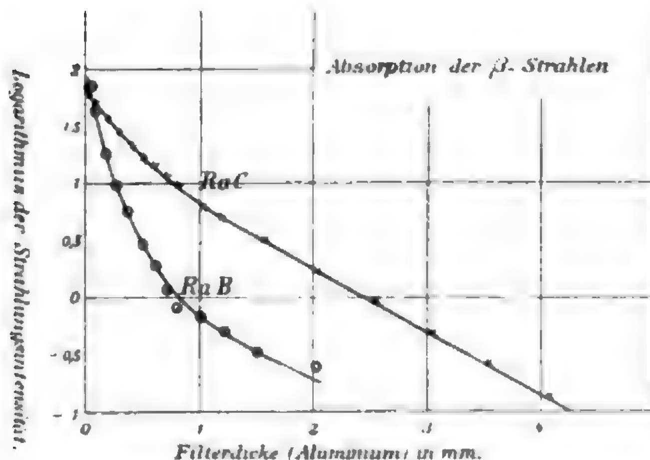
1) Wien. Ber. **115**, Abt. IIa, 197, 1906.

einer bestimmten Filterdicke einen willkürlichen Wert erteilen.

Die so gefundenen Resultate sind aus der beigedruckten Tabelle Zeile 5 und aus der Figur ersichtlich. In der Figur ist als Abszisse die Filterdicke d und als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen.

Filterdicke	J_B beobacht.	J_B berechn.	Filterdicke	J_C beobacht.	J_C berechn.
0 Blatt	1200	1190	0 mm	—	74
3 „	550	492	0,05 „	60,1	61,2
6 „	196	215	0,10 „	47,6	50,9
8 „	135	152	0,20 „	35,0	36,3
9 „	88,5	127	0,29 „	26,9	27,9
10 „	100	109	0,39 „	20,9	21,3
11 „	78,6	95	0,51 „	16,7	16,2
12 „	83,2	84	0,61 „	14,4	13,3
14 „	76	72	0,70 „	11,9	11,2
27 „ *	41,9	41,2	0,80 „	9,8	9,50
0,2 mm	17,9	19,3	1,03 „	6,55	6,90
0,3 „	9,5	9,5	1,55 „	3,22	3,30
0,4 „	5,4	5,0	2,03 „	1,74	1,75
0,5 „	2,9	2,9	2,55 „	0,93	0,90
0,6 „	1,90	1,83	3,05 „	0,48	0,46
0,7 „	1,20	1,31	3,55 „	[illegible]	0,24
0,8 „	0,79	1,02	4,05 „	0,14	0,13
1,0 „	0,72	0,71			
1,5 „	0,39	0,35			
2,0 „	0,24	0,18			

*) 27 Blatt = 0,1 mm.



Ehe wir auf die mit *Ra C* gefundenen Werte näher eingehen, wollen wir besprechen, wie die Absorptionsmessungen mit *Ra B* durchgeführt sind. Auch *Ra B* kann man durch chemische Methoden isolieren. Doch nützt uns das nicht viel, da *Ra B* verhältnismäßig schnell, nämlich mit einer Halbwertszeit von 26,7′, zerfällt, und unsere Versuche deshalb gleich durch das entstehende *Ra C* gestört werden.

Wir können jedoch die Absorption des Strahlungsgemisches bestimmen, das von dem aktiven Niederschlag *Ra B* + *Ra C* ausgeht.

Durch Hilfsmessungen, auf die an dieser Stelle nicht eingegangen werden kann, war es möglich, aus der gesamten β-Strahlungsintensität die auf *Ra B* und *Ra C* gesondert fallende Strahlung zu ermitteln.

Die mit *Ra B* gefundenen Resultate sind in dieselbe Tabelle und Figur eingetragen, wie die vorhin mit *Ra C* erhaltenen Werte. Die Zahlen der Reihe 2 und 5 in der Tabelle sind direkt miteinander vergleichbar, ebenso ist der Maßstab in der Figur für die beiden Versuchsreihen der gleiche. Übrigens sind die bei sehr geringen Filterdicken mit *Ra B* gefundenen Werte in der Figur nicht eingetragen, weil bei dem benutzten Abszissen-Maßstab die einzelnen Punkte zu nahe aneinander rücken würden.

Wenn wir diese beiden Kurven betrachten, so fällt uns auf, daß die Kurvenpunkte innerhalb gewisser Filterdicken auf einer Geraden liegen. Die β-Strahlen werden also innerhalb dieser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert. Ein derartiges Exponentialgesetz gilt nun für die Absorption der von Uran und Aktinium ausgehenden β-Strahlen, wie durch verschiedene Messungen im Rutherfordschen Institut festgestellt ist.[1])

Man hat dieses Gesetz so gedeutet, daß von *Ur* und *Ac homogene* β-Strahlen ausgesandt werden. Ob man diese Annahme notwendigerweise machen muß, soll hier unerörtert bleiben. Entschieden steht die Tatsache fest, daß bestimmte β-Strahlgruppen nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden. Wir haben vorhin gesehen, daß die β-Strahlen vom Radium innerhalb gewisser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden. Ist das nicht auch so zu erklären, daß unter der Gesamtheit der β-Strahlen eine bestimmte Gruppe mit konstantem Absorptionskoeffizienten sich befindet? Ja, können wir nicht noch einen Schritt weiter gehen und die Gesamtwirkung der β-Strahlen durch Annahme einiger weniger β-Strahlgruppen mit konstantem Absorptionskoeffizienten erklären? Dann müßte sich also die Strahlungsintensität I nach der Formel darstellen lassen:

$$I = a_1 \cdot e^{-\gamma_1 d} + a_2 \cdot e^{-\gamma_2 d} + \ldots\ldots,$$

wo d die Filterdicke, e die Basis des natürlichen Logarithmus und a und γ bestimmte Konstanten bedeuten. Ich habe die Rechnung durchgeführt für die *Ra B*-Strahlen nach der Gleichung:

$$I_B = 1100 \cdot e^{-890\, d} + 88\, e^{-80\, d} + 2{,}5 \cdot e^{-13{,}1\, d}$$

und für die *Ra C*-Strahlen nach der Gleichung:

$$I_C = 49\, e^{-53\, d} + 25 \cdot e^{-13{,}1\, d}.\ ^{2)}$$

Die in der Figur ausgezogenen Linien sind nach

1) Vgl. T. Godlewski, Phil. Mag. (6) 10, 375, 1905.

2) Die Einheit der Zahlenwerte im Exponenten ist cm −1. Die Filterdicken, durch welche die Intensität der Strahlung jedesmal um die Hälfte herabgesetzt wird, ist für die einzelnen Gruppen bei den *Ra B*-Strahlen: 0,0078, 0,087, 0,53 mm und bei den *Ra C*-Strahlen: 0,131 und 0,53 mm.

diesen Gleichungen berechnet. Ebenfalls sind die darnach berechneten Zahlenwerte in Zeile 3—6 unserer Tabelle eingetragen. I. a. stimmen die beobachteten und berechneten Zahlen gut überein. Wenn Abweichungen vorhanden sind, so müssen wir immer berücksichtigen, daß man zu den einzelnen Werten nicht direkt, sondern auf ziemlich umständliche Weise gelangt ist. Namentlich die für *Ra B* mit Filterdicken größer als 0,6 mm gefundenen Werte sind ziemlich ungenau.

Natürlich ist es selbst bei vorzüglichster Übereinstimmung zwischen Formel und Experiment sehr fraglich, ob die Verteilung der β-Strahl-Intensität auf zwei oder drei besondere Strahlgruppen wirklich eine physikalische oder nur eine rechnerische Bedeutung hat.

Aber, angenommen, daß es überhaupt verschiedene β-Strahlgruppen mit konstanten Absorptionskoeffizienten gibt — und das dürfen wir wohl als sicher annehmen —, wie haben wir uns dann den Unterschied zwischen diesen Gruppen zu denken?

Die β-Strahlen sind nach unseren heutigen Anschauungen negative elektrische Elementarquanta, die mit großer Geschwindigkeit durch den Raum fliegen. Die Teilchen sind sämtlich wesensgleich: nur in ihrer Geschwindigkeit können sie sich voneinander unterscheiden. Teilchen mit großer Geschwindigkeit werden leichter durch Materie hindurchfliegen, also schwerer absorbiert werden, als Teilchen mit kleiner Geschwindigkeit.[1])

Die Beeinflussung der β-Strahlen durch Filter kann nun nicht, wie bei den α-Strahlen, lediglich in einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverminderung sämtlicher Teilchen bestehen. Denn dann müßte man die Gesetze, die für die weniger durchdringenden β-Strahlen gelten, aus dem Verhalten der durchdringendsten Strahlen ableiten können, nachdem diese eine bestimmte Filterdicke durchflogen haben. Das ist nicht der Fall, denn die einzelnen β-Strahlgruppen haben einen von der Filterdicke unabhängigen konstanten Absorptionskoeffizienten. Wir können also durch vorgeschaltete feste Filter nicht erreichen, daß sich Strahlen mit der größeren Durchdringungsfähigkeit in Strahlen geringerer Durchdringungsfähigkeit verwandeln. Da nun die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen lediglich von ihrer Geschwindigkeit abhängen kann, so folgt aus der Konstanz des Absorptionskoeffizienten, daß die Teilchen beim Durchgang durch Materie ihre Geschwindigkeit überhaupt nicht ändern. Das klingt im ersten Moment recht unwahrscheinlich. Und doch können wir uns durch verhältnismäßig einfache Annahmen ein derartiges Verhalten der β-Strahlen erklären. Eine Metallplatte wird sich mit ihren materiellen Atomen zu einem Elektron ungefähr so verhalten, wie mehrere hintereinander aufgestellte weitmaschige Drahtgitter zu einer kleinen Kugel. Sind Drahtgitter und Kugel vollkommen elastisch, so fliegt die Kugel durch die Drahtgitter hindurch, ohne daß sich ihre Geschwindigkeit ändert, nur ihre Richtung kann eine andere werden. Wenn sich Metallplatte und Elektron in „elastischer Beziehung" — wenn man diese Begriffe auf unsere Verhältnisse übertragen darf — ähnlich wie Drahtgitter und Kugel verhalten, dann werden die Elektronen ihre Geschwindigkeit unverändert beibehalten, ihre Richtung jedoch wird sich ändern. Ein anfänglich paralleles Strahlenbündel wird zerstreut werden, es werden also nicht mehr so viele Teilchen in das Elektroskop gelangen, wie vorher. Und die Anzahl der Teilchen, die nicht in das Elektroskop gelangen, wird bei gleichen Filterdicken jedesmal denselben Prozentsatz sämtlicher vorhandenen Teilchen ausmachen. Hieraus folgt dann ohne weiteres ein reines Exponentialgesetz für die in einer bestimmten Richtung durchgelassenen Strahlen.

Natürlich könnte man auch annehmen, daß ein Teil der β-Teilchen im Filter völlig zurückgehalten wird, die übrigen unbeeinflußt hindurchgehen. Am wahrscheinlichsten ist sogar die Annahme, daß Zerstreuung („scattering") und völlige Vernichtung einzelner Teilchen gleichzeitig stattfindet.[1])

Selbstverständlich soll mit diesen Erörterungen nur eine Erklärungsmöglichkeit für die experimentell gefundenen Tatsachen gegeben werden. Daß sich in Wirklichkeit alles so verhält, dafür haben wir vorläufig natürlich noch keine Anhaltspunkte. Darüber können hoffentlich Ablenkungsversuche im Magnetfeld, die bereits im Gang sind, näheren Aufschluß geben.[2])

1) In der ausführlichen in den Annalen erscheinenden Arbeit sind in Teil 6 Versuche mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß die *Ra B*-Strahlen mit $\gamma = 80$ cm^{-1} leichter ablenkbar sind, also geringere Geschwindigkeit besitzen, als die *Ra C*-Strahlen mit $\gamma = 13{,}1$ cm^{-1}.

1) Wir haben formal dasselbe, wie bei einer **radioaktiven Umwandlung**: Die Anzahl der aufgehaltenen (**zerfallenden**) Teilchen ist in der Einheit der Filterdicke (**Zeit**) proportional der Gesamtzahl der jeweils vorhandenen Teilchen.

2) Vgl. vorletzte Anmerkung.

(Eingegangen 20. September 1906.)

W. Hallwachs (Dresden), Über die lichtelektrische Ermüdung.

Die Vorgänge, welche sich bei den lichtelektrischen Erscheinungen in Gasen von Atmosphärendruck in den der Oberfläche der bestrahlten Körper am unmittelbarsten anliegenden Schichten abspielen, harren noch immer ihrer Aufklärung. Von der genaueren

Einsicht in dieselben hängt sowohl die Erklärung der lichtelektrischen Ermüdung als auch diejenige des Grundversuchs der lichtelektrischen Entladung ab.

Für die erstere habe ich in einer früheren Arbeit (diese Zeitschr. 5, 489, 1904) gezeigt, daß die meisten der seither angegebenen Ursachen derselben (z. B. Oxydation, Lichteinfluß, elektrische Felder, Korrosion der Oberfläche, Strahlung) keinen wesentlichen Einfluß haben, daß dagegen die Hauptermüdungserscheinungen in Luft fast sicher dem Ozon verdankt werden, hauptsächlich weil erstens innerhalb eines Gefäßes die Ermüdung gegenüber der außerhalb eines solchen oder gar im Freien sehr klein ist, so daß die verschiedenen Substanzen durch Einbringen in Gefäße auf ihre Ermüdungswirkung untersucht werden können, und weil von so untersuchten uns bekannten Substanzen der Atmosphäre einzig und allein das Ozon die für *Cu* und *CuO* so charakteristisch verschiedene Wirkung liefert: *Cu* ermüdet außerhalb eines Gefäßes sehr schnell, das hinsichtlich der lichtelektrischen Stärke nur wenig davon verschiedene *CuO* fast gar nicht. Innerhalb eines Gefäßes ermüden beide nur sehr langsam.

Die inzwischen vorgenommene Fortsetzung der Versuche führte zu einer weiteren Stufe der Erklärung für die Ermüdungserscheinungen. Von der ziemlich umfangreichen Arbeit kann ich hier wegen der erforderlichen Zeitbeschränkung nur ein kurzes Referat geben, die ausführliche Veröffentlichung beabsichtige ich alsbald in den Berichten der Königlich Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften vorzunehmen.

Zunächst werden für den negativen Teil der früheren Arbeit, den Nachweis, daß die bisherigen Erklärungsversuche der lichtelektrischen Ermüdung nicht zutreffen, Ergänzungen gegeben.

1. Während früher lediglich mit ultraviolettem Licht gearbeitet wurde, ließ sich jetzt zeigen, daß auch bei der Ermüdung des Zinks im Tageslicht kein Einfluß der Belichtung vorhanden ist. Hierzu lagerte man Zinkplatten während der Ermüdungsperiode im Hellen und im Dunkeln und verglich die eintretende Ermüdung. Um den Gefäßeinfluß zu eliminieren, bildete den dunklen Raum ein ganzes Zimmer. In einem Raum von ähnlicher Größe stand die Versuchsanordnung. Durch Benutzung von zwei Platten und Vertauschung derselben eliminierte man den Einfluß einer etwaigen Verschiedenheit der Platten, durch Vertauschung der Dunkelheit, bezüglich der beiden Zimmer etwaige Lokalverschiedenheiten. Das Resultat war das folgende:

Ermüdungsperiode:	in Min.:	6,	24,	52,	135
Empfindlichkeitsabnahme in Prozenten:	im Hellen:	40,	78,	88,	93
	im Dunkeln:	44,	81,	88,	94

Hieraus ist ersichtlich, daß auch für die Ermüdung im Sonnenlicht der früher behauptete Einfluß des Lichtes auf die Ermüdung nicht existiert.

Indes ergibt sich die Ermüdung einer und derselben Platte mit verschiedenem Licht gemessen verschieden, z. B. die Endempfindlichkeit in Teilen der Anfangsempfindlichkeit bei

Bogenlicht	Quecksilberquarzlampe
$1/1{,}8$	$1/2{,}4$
Sonnenlicht	**trübes Himmelslicht**
$1/3{,}4$	$1/8$

Auf die Möglichkeit einer Erklärung werde ich am Schluß zurückkommen.

2. Daß ferner die Korrosion der Oberfläche keinen direkten Einfluß ausübt und die durch Polieren auf Hochglanz erzielte Steigerung der Empfindlichkeit nicht auf der Verminderung der Rauhigkeit der Oberfläche beruht, ließ sich ebenfalls nachweisen. Eine auf Hochglanz unter Benutzung aller Erfahrungen sorgfältigst polierte Kupferplatte wurde lichtelektrisch untersucht, dann auf mittelfeinem Schmirgelpapier die Oberfläche zerkratzt und dies schließlich mit gröbster Schmirgelleinwand wiederholt. Die lichtelektrische Empfindlichkeit ergab sich in den drei Fällen zu 2,38, 2,32, 2,39 in einer willkürlichen Einheit. Die Rauhigkeit der Oberfläche hat also keinen Einfluß. Der Vergleich einer täglich zu Versuchen mit Bogenlicht benutzten lichtelektischen Zelle mit einer Zwillingszelle, welche monatelang außerhalb des Lichtes blieb, ergab nach 1, 5, 9 und schließlich 17 Monaten das Empfindlichkeitsverhältnis, das zu Anfang 0,70 war, zu 0,75, 0,74, 0,70, 0,73. Die Platte bestand aus Kupferoxyd, um Ozonwirkung durch ultraviolettes Licht auszuschließen. Die durch die Belichtung tatsächlich, wie man aus den Abbildungen des Netzes auf den Platten entnommen hat, hervorgerufene Oberflächenänderung bewirkt also direkt keine Ermüdung.

Eine sehr umfangreiche Untersuchung erforderte der letzte der von andern Beobachtern gegebenen Erklärungsversuche der Ermüdung, ihre Zurückführung auf Bildung von elektrischen Doppelschichten an der Oberfläche, mit der negativen Seite nach außen (Lenard).

Diese hätten, da die Ermüdung dauernd bestehen bleibt, von einer dauernden Änderung der Kontaktpotentialdifferenz begleitet sein müssen. Zur Prüfung war daher an derselben Platte die lichtelektrische Ermüdung und die Kontaktpotentialdifferenz beziehungsweise ihre Änderung während der Ermüdungsperiode zu bestimmen.

Zur Messung der letzteren diente die Methode der Abstandsänderung bei kompensiertem Potential (Schultze-Berger, Helmholtz, Kelvin). Bei den zwischengeschalteten lichtelektrischen Bestimmungen kam die Platte immer in lichtelektrische Zellen, welche sich in einem geschlossenen, mit Quarzdeckel versehenem Messinggefäß befanden, damit während der Versuche selbst merkbare Ermüdung ausgeschlossen blieb.

Es zeigte sich kein Parallelismus zwischen lichtelektrischer Ermüdung und Kontaktpotentialänderung. Während der ersteren ein Negativwerden der Platte entsprechen müßte, blieben bei starker Ermüdung die Kontaktpotentiale in vielen Fällen konstant oder erhöhten sich sogar. Die dabei benutzten Ermüdungen gingen von 60—90 Proz. Empfindlichkeitsabnahme, die entsprechende Potentialerhöhung betrug bis zu 0,09 Volt. Die Ermüdungserscheinungen können also eine allgemeine Erklärung durch Bildung von Doppelschichten nicht erhalten.

Indessen war die Abweichung vom Parallelismus keine solche, daß der Einfluß von Kontaktpotentialdifferenzen als sich überlagernde Nebenursache der lichtelektrischen Ermüdung ausgeschlossen gewesen wäre. Besonders schnell verlaufende Ermüdung war ziemlich oft mit Negativerwerden und die langsame Ermüdung in Gefäßen stets mit Positiverwerden verknüpft. Der Umstand, daß durch die Versuche die Gleichheit der Ermüdung in schwachen und starken Feldern, die sich wie 1 : 1000 verhielten, festgestellt werden konnte, gestattete dann den Schluß, daß die beobachteten Kontaktpotentialänderungen nur kleinere Ermüdungen von etwa 20—30 Proz. im Maximum zu erklären vermögen und wohl auch bewirken werden, daß sie aber die Hauptursache der lichtelektrischen Ermüdung nicht bilden können. Die nähere Ausführung des eben Gesagten muß ich wegen der erforderlichen Zeitbeschränkung der ausführlichen Veröffentlichung überlassen. Der hieraus zu ziehende Schluß, daß sich der Einfluß der Kontaktpotentialdifferenzen in solchen Fällen, wo die Hauptermüdungsursachen ausgeschlossen sind, deutlicher zeigen müsse, kann nur einseitig geprüft werden, da in diesem Falle die Platten regelmäßig positiver werden. Dies geschieht in ganz reinen Gefäßen und bei frischem Kupferoxyd. Hier hätte das Ansteigen des Kontaktpotentials aber eine Vermehrung der lichtelektrischen Empfindlichkeit ergeben müssen. Eine solche wurde denn auch tatsächlich in den angegebenen Fällen konstatiert, erreichte aber selbst bei vollen 0,2 Volt Potentialanstieg (beim *CuO*) nur 13 Proz. der Anfangsempfindlichkeit und machte dann, ohne daß das Potential weiter stieg, einer langsamen Ermüdung Platz.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß auch die Bildung von elektrischen Doppelschichten die Hauptursache der lichtelektrischen Ermüdung nicht bildet, nur als Nebenursache in Betracht kommt. Damit ist aber auch die letzte der bisher für die lichtelektrische Ermüdung versuchten Erklärungen widerlegt.

Die weitere Untersuchung verfolgte nun den Weg, zuerst der Ursache der auch in reinem Gefäße noch vorhandenen sehr langsamen Ermüdung nachzuforschen und dadurch vielleicht Stützpunkt zu gewinnen für die Aufklärung der Ermüdungswirkurg des Ozons.

Für die Größe der Ermüdung in Flaschen mögen folgende Zahlen als Orientierung dienen:

Ermüdungsperiode in Wochen:	0	1	2	3	4	14
Empfindlichkeit:	100	52	54	45	43	31

Ermüdungsperiode in Monaten:		0	3	6	9	12	18	24	30
Empfindlichkeit:	*Cu*	100	31	33	31	28	—	—	—
	CuO	100	64	60	54	44	38	32	33

Diese Versuche wurden mit gereinigten und mit durch Watte filtrierter Luft gefüllten Flaschen ausgeführt. Flaschen, welche ursprünglich auf 300° erhitzt und deren beim Abkühlen eintretende weitere Gasfüllung ebenfalls lange, auf 300° erhitzte Röhren passiert hatte, lieferten das gleiche Ergebnis. Im letzteren Fall ist sicher das Ozon beseitigt und wegen der Übereinstimmung der Versuche auch im ersten Fall durch das meterlange Watterohr, welches die Fülluft durchstreichen mußte.[1])

Die Versuche, über die oben einige Zahlen mitgeteilt sind, ergeben, daß auch nach der Entfernung von Ozon eine wenn auch geringe Ermüdung vorhanden bleibt, daß also eine Ermüdungsursache besteht, welche nicht mit Ozon zusammenhängt. Nachdem durch die seitherigen Versuche eine ganze Reihe möglicher Ursachen ausgeschlossen ist, bleibt dafür kaum noch etwas anderes übrig als die von der Platte ad- und absorbierten Gase. Diese müssen einen ausschlaggebenden Einfluß auf die lichtelektrischen Erscheinungen ausüben, da sie nach Lenard ein äußerst starkes Absorptionsvermögen für langsame Elektronen besitzen (Absorptionskoeffizient für Gase von Atmosphärendruck etwa von der Größenordnung 30000), welches wegen der Kondensation im

1) Zum Vergleich möge bemerkt werden, daß, wie früher gefunden, *Cu* im Freien in 10 und 20 Stunden auf $^1/_6$ und $^1/_{180}$ ermüdet, im Zimmer in denselben Perioden auf $^1/_{25}$ und $^1/_{35}$. *CuO* geht im Zimmer auf $^1/_{15}$ etwa in 3 Wochen.

Oberflächengebiet dort zu mächtigen Werten anwachsen muß. Die volle Ausbildung der Gasbeladung in die feinsten Poren des Metalls hinein wird lange Zeit brauchen, und diese wird immer noch auf die lichtelektrische Entladung Einfluß haben, weil letztere ziemlich tief, nach Ladenburg bis zu nahezu 9×10^{-4} mm, in die Platte eingreifen.

Die in der Literatur vorhandene Angabe, daß in Wasserstoff keine Ermüdung stattfindet, würde diese Hypothese unmöglich machen. Weitere Versuche wiesen indessen nach, daß in Wasserstoff Ermüdung von ganz derselben Größenordnung eintritt wie in Luft.

Positive Belege für die Wirkung der Gasabsorption wurden dadurch erbracht, daß erstens im Vakuum bei sorgfältigster Versuchsanordnung die Ermüdung vermindert oder in eine Vermehrung der Empfindlichkeit verwandelt wurde, die relative Stärkezunahme im Vergleich zu Platten in Volldruck betrug 40—150 Proz. Zweitens drückte dreistündiges Verweilen in der Temperatur der festen Kohlensäure, wobei die Gasabsorption steigen muß, die Empfindlichkeit (in Zimmertemperatur) auf $^3/_4$ des Wertes der nicht abgekühlten Vergleichsplatte. Drittens vermehrte das Verweilen in etwas erhöhter Temperatur (um chemische Änderungen auszuschließen, nicht mehr als 25°) die Empfindlichkeit vorübergehend. Bei den erwähnten drei Versuchsserien wurden Platten aus *Cu*, *Pt* und *CuO* benutzt.[1]

Diese Versuche zeigen, daß mit der Zurückführung der ozonfreien lichtelektrischen Ermüdung in Gefäßen auf die Gasabsorption der Platten das Richtige getroffen sein wird. Sie erklären auch die Schwierigkeit, Platten auf eine bestimmte Empfindlichkeit zu polieren, sowie den Umstand, daß dieselben, wenn sie beim Polieren besonders warm wurden, die größten Werte der lichtelektrischen Empfindlichkeit zeigten.

Es war nunmehr zu untersuchen, wie es mit der großen, durch Ozon bewirkten Ermüdung stehe, ob diese auf andere oder auf ähnliche Gründe zurückzuführen sei.

Für die Wirkung des Ozons müssen drei Möglichkeiten in Betracht gezogen werden:

1. Oxydation, 2. kontaktelektrische Wirkungen, 3. direkte Wirkung auf die Elektrizitätsträger. Die beiden ersten Ursachen mußten hier nochmals neu ins Auge gefaßt werden, weil man vielleicht einwenden würde, die Oxydation sei bei direkter Zuführung von Ozon energischer, und weil früher bei den kontaktelektrischen Bestimmungen die untersuchte Platte sich nicht direkt in Ozon befand, Versuche dieser Art auch gar nicht möglich sind, weil die Vergleichsplatte vom Ozon mit beeinflußt und dadurch Rückschlüsse auf das Verhalten einer der Platten unausführbar waren. Die Untersuchungen gingen darauf aus, die Einwirkung des Ozons in den allerersten Momenten nach dem Eintauchen in dasselbe zu ermitteln. Für diesen Zweck war die in der ausführlichen Darstellung der Arbeit beschriebene Versuchsanordnung speziell eingerichtet. Der benutzte Ozongehalt betrug im allgemeinen etwa $^1/_{100}$ Volumprozent. Die Versuche ergaben nun:

a) Die Empfindlichkeitsabnahme ist selbst bei diesem sehr geringen Ozongehalt äußerst kräftig: nach 7, 25 und 85 Sekunden betrug für *Cu* die Abnahme 71, 74 und 77 Proz. Hier wird in 7 Sekunden erreicht, was in ozonfreier Luft ein Jahr dauert.

b) Wird das *Cu*, wenn es nicht lange in dem Ozon verweilt hat, herausgenommen, so geht die Ermüdung allmählich wieder zurück, zum Beispiel ging die durch etwa eine Minute langes Verweilen im Ozon auf ungefähr $^1/_3$ ermüdete Platte in 40 Minuten wieder bis auf 86 Proz. ihres Anfangswertes hinauf.

c) Für *Zn*, *Ag*, *Cu*, *Pt* ist die im gleichen Ozon kurze Zeit nach dem Einhängen gemessene Ermüdung gleich, z. B. ergab *Cu* und *Zn* miteinander verglichen in 9 Sekunden Abnahme der Empfindlichkeit von 61,4 und 61,5 Proz., in 18 Sekunden von 63,0 und 62,3 Proz., *Cu* und *Pt* bei etwas anderem Ozongehalt in 10 Sekunden 73,3 und 74,2 Proz., in 30 Sekunden 75,3 und 74,5 Proz., in 60 Sekunden 76,7 und 76,5 Proz.

Bei der großen elektromotorischen Verschiedenheit von *Zn* gegenüber *Cu*, *Ag* und *Pt* folgt, daß die starke Einwirkung des Ozons nicht kontakt-elektrischen Ursprungs ist. Aus b) folgt, daß sie nicht auf Oxydation beruht, beides in Übereinstimmung mit dem früher an in freier Luft ermüdeten Platten gefundenen. Aus Ozontitrierungen folgte, daß bei der außerordentlich kräftigen Wirkung des Ozons der Ozongehalt der Luft ausreicht, um die früher beobachtete Ermüdung zu liefern (die Titrierungen der Luft sind wegen starker Nachbläuung nicht einwandfrei).

Da nach Widerlegung der beiden andern von den in Betracht zu ziehenden Möglichkeiten nur die bleibt, daß die Wirkung des Ozons direkt auf die Elektrizitätsträger stattfindet, suchte man in dieser Richtung näheren Aufschluß zu erhalten. Zu diesem Zweck wurde untersucht und gefunden ob, daß die

1) Für das Vakuum kam eine Gaedepumpe zur Anwendung. Da ich vielleicht der erste bin, der eine Arbeit, bei welcher diese Pumpe gebraucht wurde, veröffentlicht, so möchte ich nicht unterlassen, auf das überraschend schnelle Arbeiten und das ausnehmend bequeme Operieren mit dieser Pumpe hinzuweisen (jetzt von Leybold-Köln zu beziehen).

Empfindlichkeitsabnahme durch Ozon unabhängig vom verwendeten Feld war. Hieraus ließ sich, wie in der Abhandlung näher dargelegt werden wird, schließen, daß der Wirkungsort des Ozons nur die allerunmittelbarste Nachbarschaft der Oberfläche und die äußerste Metallschicht selber sein kann (dies ist in der Richtung zu beschränken, daß bisher das Feld nur im Verhältnis 1:3 variiert wurde und weitere Versuche mit größerem Feldbereich später noch zuzufügen sind). In dieser unmittelbarsten Nachbarschaft der Oberfläche muß aber stärkste Absorption der Elektronen eintreten. Eine adhärierende Luftschicht von $^1/_4$ molekularer Weglänge (Luft bei Atmosphärendruck) Dicke, welche im Mittel auf 50 Atmosphären zusammengepreßt ist, würde nur 5,5 Proz. der Elektronen durchlassen, das eingedrungene Gas muß ebenfalls eine enorme Absorption ausüben. Die absorbierten Elektronen müssen aber in so großer Nähe der Platten durch die elektrischen Spiegelbilder festgehalten werden (Lenard), das Feld derselben beträgt in $^1/_4$ molekularer Weglänge Abstand bereits 8000 Volt/cm, gegenüber dem das in meinen Versuchen benutzte äußere Feld, welches von 0,5 bis 500 variierte, klein ist. Nimmt man nun an, daß das in diese Gegend eindringende Ozon ein besonders starkes Absorptionsvermögen für Elektronen im Vergleich zu dem der Luft besitzt, so erklärt sich, wie am erwähnten Ort näher ausgeführt wird, die Unabhängigkeit der Ermüdung vom verwendeten Feld. Da sowohl das Ozon ultraviolettes Licht stark absorbiert, als auch die Elektronen bei den lichtelektrischen Erscheinungen durch das ultraviolette Licht die Fähigkeit erhalten, vermöge ihrer Schwingungsenergie aus dem Körper herauszufahren, ausgelöst zu werden, so liegt es nahe, zu vermuten, daß Ozon auch durch ein besonders großes Absorptionsvermögen für Elektronen ausgezeichnet ist, vielleicht könnte es, in die Poren des Metalls eingedrungen, auch unmittelbar die Schwingungen der Elektronen im Metall dämpfen und damit die Auslösbarkeit der Elektronen durch das ultraviolette Licht herabsetzen. Hierdurch würde sich auch die zu Anfang erwähnte Tatsache, daß die Ermüdung von der Lichtsorte, mit welcher man mißt, stark abhängig ist, erklären: Licht, welches nur wenig ultraviolett ist, wird nur eine geringe Zahl der Elektronen, nur solche, die die größte Schwingungsenergie haben, auslösen können. Geringe Verminderung der Schwingungsenergie wird die größte Zahl derselben unauslösbar machen, während dieselbe Energieeinbuße die Zahl der durch stark ultraviolettes Licht auslösbaren Elektronen, die eben dafür nicht so große Schwingungsenergie zu haben brauchen, viel weniger prozentual vermindern wird.

Die entwickelte Anschauung würde, auch abgesehen von der Ermüdung, die Grunderscheinung der lichtelektrischen Entladung in einem ihrer auffalligsten Punkte erklären, nämlich ihrer verhältnismäßig geringen Stärke im Vergleich zu derjenigen im äußersten Vakuum. Sie beträgt von dieser z. B. bei einem Feld von 80 Volt/cm nur $^1/_4$ Proz. Der Grund, warum Herr Lenard im äußersten Vakuum soviel stärkere Wirkungen wie andere Beobachter (Stoletow) ebenfalls im äußersten Vakuum erhielten, wäre der, daß er seine Elektroden mit allen verfügbaren Mitteln gasfrei gemacht hatte. Auch die große Unstimmigkeit in den Resultaten verschiedener Beobachter bei lichtelektrischen Versuchen in verschiedenen Gasen sowie bei der Angabe über die Empfindlichkeit der verschiedenen Metalle würde sich einfach erklären.

Die gewonnene Anschauung führt die Ermüdung in und außerhalb von Gefäßen auf dieselbe Grundwirkung, die Absorption der Elektronen durch vom Körper absorbiertes Gas zurück. Außerdem stellt sich letzteres, wie wir sahen, nur als ein auch beim lichtelektrischen Grundversuch stets wesentlich beteiligter Faktor dar. Die dadurch gegebene Vereinfachung und Übersichtlichkeit läßt die Erklärung an Halt gewinnen und liefert eine spezielle Anregung, sie bei den ferneren Untersuchungen der lichtelektrischen Erscheinungen zugrunde zu legen und ihre Weiterprüfung zu veranlassen.

Als persönliche Meinung möchte ich noch hinzufügen, daß die im Laufe dieser Arbeit ausgeführten Versuche meine Vermutung bestärkt hat, es möchten bei der Ausbildung der Kontaktpotentiale ähnliche Ursachen wie bei der lichtelektrischen Ermüdung von ausschlaggebender Bedeutung sein, und daß dieser Zusammenhang vielleicht darin besteht, daß auch bei den Kontaktpotentialen vom absorbierten Gas aufgenommene, aus den Substanzen heraus diffundierende Elektronen eine wesentliche Rolle spielen. Die Verfolgung dieses Gesichtspunktes möchte, wie mir scheint, durch den Versuch entscheidbare Fragen über die Ausbildung der Kontaktpotentiale an die Hand geben und so vielleicht dazu beitragen, die Lösung dieses alten Problems zu beschleunigen.

Eingegangen 19. September 1906.)

K. Kurz (Gießen), Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers.

Legt man an einen im Freien ausgespannten Draht eine negative Spannung an, so läßt sich bekanntlich nach einiger Zeit ein Niederschlag von radioaktiven Substanzen auf dem Draht nachweisen. Bei genaueren Untersuchungen über diesen Effekt, bei denen ich auch Expositionszeit und Expositionsspannung variierte, zeigte sich nun folgendes: Bringt man den aufgewickelten Draht in den Zerstreuungsraum eines Blattelektrometers, so läßt sich die ionisierende Wirkung des Niederschlags mehrere Stunden hindurch verfolgen, wenn der Draht ohne angelegte Spannung mehrere Stunden exponiert war, oder bei verhältnismäßig niederer negativer Spannung, etwa 200 Volt, einige Minuten, oder bei höherer negativer Spannung, etwa 4000 Volt, einige Sekunden. Bei angelegter positiver Spannung erhält man bei solch kurzen Expositionszeiten keinen derartigen Effekt. Auch in der Ebene überzieht sich also ein Draht unter der Wirkung des Erdfeldes mit einem Niederschlag von radioaktiven Substanzen.

Diese Tatsachen führten zu der Überlegung, daß durch einen solchen Niederschlag eine Beeinflussung der Resultate bei Zerstreuungsmessungen in der Atmosphäre, bei Leitfähigkeitsmessungen, bei Ionenzählungen statthaben muß. Denn bei allen derartigen Untersuchungen beobachtet man das Wandern des Aluminiumblättchens eines Blattelektrometers, dessen Zerstreuungskörper der zu untersuchenden Luft ausgesetzt ist. Es wird sich bei negativer Ladung des Zerstreuungskörpers auf diesem ein Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen bilden, bei positiver Ladung dagegen nicht. Diese Substanzen werden nun für sich allein bereits eine Ionisierung der Luft in der nächsten Umgebung des Zerstreuungskörpers bewirken; also wird bei negativer Ladung des Elektrometers eine der Ursachen der Blättchenwanderung in dem auf dem Zerstreuungskörper sich bildenden Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen zu suchen sein. Die Hauptursache der Blättchenwanderung bleiben natürlich bei negativ geladenem Elektrometer die positiven Ionen, wie eben bei positiv geladenem Elektrometer vorläufig die negativen Ionen als die einzige Ursache der Blättchenwanderung anzusehen sind. Ist nun aber die Wirkung jenes Niederschlags von solcher Größenordnung, daß sie neben der Wirkung der Ionen in Betracht kommt, so findet offenbar bei allen derartigen Messungen eine Beeinflussung der Resultate nach der Richtung hin statt, daß bei negativ geladenem Zerstreuungskörper zu große Werte erhalten werden. Wenigstens wird man nicht, wie bisher üblich, die beobachtete Wirkung ganz auf Rechnung der positiven Ionen in der Atmosphäre setzen dürfen.

Nun werden bei derartigen Messungen tatsächlich Expositionszeiten und Spannungen angewandt, die längst hinreichend sind, um auf einem Draht merkbare Niederschläge von radioaktiven Substanzen anzusammeln. Außerdem sind bei fast allen derartigen Messungen die bei negativ geladenem Elektrometer beobachteten Spannungsabnahmen im Durchschnitt größer als bei positiv geladenem. Es kam also nur darauf an, 1. den radioaktiven Niederschlag auf dem Zerstreuungskörper solcher Apparate nachzuweisen, 2. die Größenordnung seiner Wirkung zu bestimmen. Die Untersuchungen wurden ausgeführt zunächst an einem Gerdienschen Aspirationsapparat zur Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, dann an einem Elster und Geitelschen Zerstreuungsapparat.

Die Firma Spindler & Hoyer-Göttingen hat den Gerdienschen Apparat zurzeit im Landesgewerbe-Museum ausgestellt und hat sich in liebenswürdigster Weise bereit erklärt, mir den Apparat heute zu überlassen. Der von mir benutzte Apparat war genau gleich dem hier stehenden. Nur mußte die hier verwandte Ableseeinrichtung, Lupenablesung mit Spiegelskala, durch Mikroskopablesung ersetzt werden. Bei Lupenablesung ließ sich der gesuchte Effekt nur schlecht konstatieren, ihn zahlenmäßig zu verfolgen war kaum möglich. Außerdem wurde der Aspirator durch einen Motor angetrieben, da der Handbetrieb zu starke Störungen beim Ablesen verursacht.

Das Grundprinzip dieses Apparates besteht nun darin, daß „einem Luftstrom innerhalb eines Zylinderkondensators ein Bruchteil der in ihm enthaltenen Ionen eines Vorzeichens entzogen und dieser Bruchteil auf der inneren, isolierten, mit einem Blattelektrometer verbundenen Elektrode niedergeschlagen wird". Der Apparat soll liefern die Anteile der positiven und der negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, also

$\lambda_p = \varepsilon \cdot v_p \cdot n_p$ und

$\lambda_n = \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n$, wo ε die Ladung der Ionen, v_p und v_n die spezifische Geschwindigkeit der positiven bezw. negativen Ionen, n_p und n_n die Zahlen der positiven bezw. negativen Ionen im cm³ bedeuten. Durch Summation erhält man:

$$\lambda = \lambda_p + \lambda_n = \varepsilon \cdot v_p \cdot n_p + \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n,$$

also die spezifische Leitfähigkeit der Atmosphäre. λ_p wird erhalten aus der Spannungsabnahme des negativ geladenen Zerstreuungskörpers, λ_n aus der des positiv geladenen.

Um den sich bildenden Niederschlag von radioaktiven Substanzen nachzuweisen, wurde der Zerstreuungskörper mit einem Überzug von 0,1 mm dickem Aluminiumblech versehen. Das Elektrometer wurde positiv geladen, der Aspirator in Tätigkeit versetzt; dann wurde der Überzug abgestreift und rasch in den Zerstreuungsraum eines zweiten Blattelektrometers gebracht. Es zeigte sich, wie zu erwarten, keine Einwirkung. Lädt man dagegen den Zerstreuungskörper des Gerdienschen Apparates negativ, so beginnt nach Einbringen des Überzugs in das 2. Blattelektrometer das Blättchen zu wandern, zeigt also eine Ionisierung der Luft im Zerstreuungsgefäß, d. h. hier, das Vorhandensein radioaktiver Substanzen an. Eine graphische Darstellung des Verlaufs der Ionisation zeigt die Übereinstimmung mit Kurven, die man für die Abklingung des Niederschlags auf Drähten erhält, die im Freien bei der Spannung des Elektrometers und bei der angewandten Aspirationsdauer als Expositionszeit exponiert waren. Beim Gebrauch des Apparates zur Messung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre werden Aspirationsdauern von 3—5 Minuten angewandt. Auch bei dieser Aspirationsdauer ist die Wirkung des Niederschlags in der eben beschriebenen Art und Weise beobachtbar.

Die Bestimmung der Größenordnung der Wirkung des Niederschlags geschah in folgender Weise: Das Elektrometer wurde positiv geladen und der Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator festgestellt. Fig. 1a zeigt den Verlauf dieser Beobachtung. Als Abszisse ist eingetragen die Zeit in Minuten von Beginn des Versuchs, als Ordinate die Zerstreuung in der Zeiteinheit in relativem Maß. Fig. 1a zeigt für die Beobachtung bei ruhendem Aspirator ein geringes Schwanken um eine Horizontale. Nun wurde der Aspirator in Tätigkeit versetzt und 5 Minuten lang laufen gelassen. Spannungsrückgang springt, wie Fig 1b zeigt, auf den ca. 20fachen Wert und schwankt da um einen Mittelwert. Der Aspirator wurde wieder ausgeschaltet, der Spannungsrückgang fällt momentan zu demselben Wert, den er vor dem Laufen des Aspirators hatte. (Fig. 1c.) Hier ist besonders darauf zu achten, daß der Spannungsrückgang nach dem eigentlichen Versuch in derselben Höhe einsetzt, wie vor dem Laufen des Aspirators, und daß er wieder um eine Horizontale schwankt, die in gleicher Höhe verläuft wie die erste Horizontale.

Nun wurde das Elektrometer negativ geladen und entsprechende Beobachtungen angestellt. Zunächst blieb der Aspirator in Ruhe, der Spannungsrückgang schwankt um eine Horizontale. (Fig. 1d). Aspirator in Tätigkeit: der Spannungsrückgang springt wie vorher zu großen Werten, deren Mittel wesentlich höher liegt als der entsprechende Mittelwert im vorigen Versuch. (Fig. 1e.) Aspirator abgestellt: der Spannungsrückgang fällt momentan, aber, und das ist das Wichtigste, nicht zu dem vor dem Laufen des Aspirators vorhandenen Wert, sondern zu einem wesentlich höheren. (Fig. 1f.) Auch bleibt, wie die Figur zeigt, nun nicht wie vorher der Spannungsrückgang auf dieser Höhe, schwankt also nicht um eine Horizontale; es läßt sich vielmehr ein rascher Abfall des Spannungsrückgangs konstatieren. Die Spannungsabnahme sinkt bis unter den vor dem Laufen des Aspirators vorhandenen Wert, um dann wieder über diesen Mittelwert zu steigen und sich nun allmählich einer Horizontalen zu nähern. Die Deutung dieser Kurve ist ohne weiteres klar: Wir beobachten hier die Abklingung des radioaktiven Niederschlags auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper.

Die Resultate einer Reihe in der angegebenen Weise an dem Apparat durchgeführter Versuche finden sich in folgender Tabelle zusammengestellt:

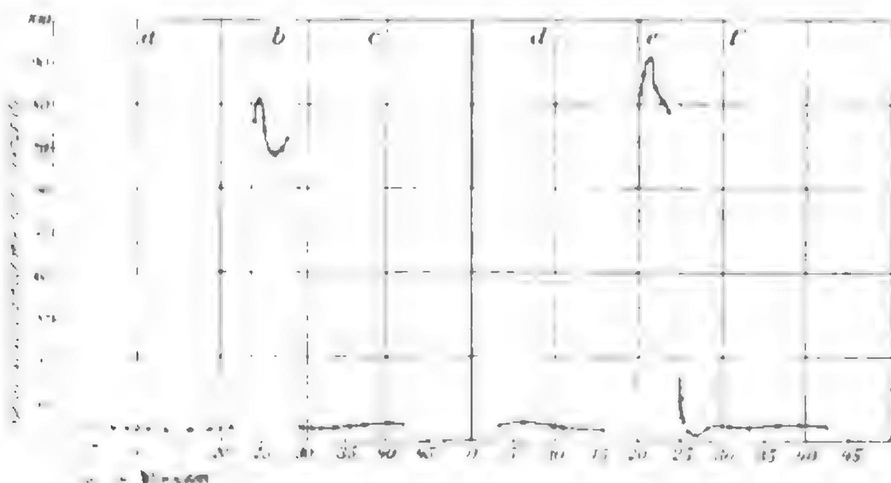


Fig. 1.

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.
Nummer des Versuchs	Aspirationsdauer in Min.	Spannungsrückgang bei positiver Ladung und ruhendem Aspirator	Spannungsrückgang bei positiver Ladung und laufendem Aspirator	Spannungsrückgang bei negativer Ladung und ruhendem Aspirator	Spannungsrückgang bei negativer Ladung und laufendem Aspirator	Anfänglich. Spannungsrückg. n. Abstell. d. Asp.	Spannungsrückgang durch radioaktiv. Niederschl. VII.—V.	Spannungsrückgang durch positive Ionen VI.—VII.	Spannungsrückgang durch negative Ionen IV.—III.	Verhältn. d. Wirkgn. d. pos. u. neg. Ion. IX : X
1	5	1,2	71,6	2,4	78,0	7,1	4,7	70,8	70,4	1,007 : 1
2	5	2,8	73,6	3,6	86,1	15,0	11,4	71,1	70,8	1,004 : 1
3	5	2,8	69,8	2,8	78,6	11,8	9,0	66,8	67,0	0,997 : 1
4	15	2,8$_5$	51,2$_5$	3,7	66,7	18,0	14,3	48,7	48,4	1,006 : 1
5	30	5,7$_5$	106,5	6,5	121,1	18,5	12,0	102,6	100,8	1,018 : 1
6	60	3,8	94,1	4,3	101,4	12,0	7,7	89,4	91,3	0,979 : 1

Die einzelnen Rubriken sind in ihrem Zusammenhang mit Fig. 1 ohne weiteres verständlich. Die Tabelle zeigt nun folgendes: Bringt man von der Gesamtwirkung bei negativer Ladung des Elektrometers und laufendem Aspirator (Spalte VI) die Wirkung des radioaktiven Niederschlags und den Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator (Spalte VII = Spalte VIII + Spalte V) in Abrechnung, so kommt man zu demselben Zahlenwert, als wenn man von der Gesamtwirkung bei positiv geladenem Elektrometer und laufendem Aspirator (Spalte IV) den Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator (Spalte III) abzieht. Die so erhaltenen Werte, die also ein Maß geben für die Wirkung der bei der Aspiration dem Luftstrom entzogenen positiven bezw. negativen Ionen allein, also für die Anteile der positiven bezw. negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, sind in Spalte IX und X eingetragen. Die Übereinstimmung ist klar. Spalte XI gibt noch das Verhältnis der Wirkungen der positiven und negativen Ionen.

Als Resultat dieser Untersuchungen ergibt sich also:

1. Die beim Gerdienschen Apparat sich zeigenden Unterschiede in der Spannungsabnahme bei positiver und negativer Ladung des Elektrometers werden verursacht durch einen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper sich absetzenden Niederschlag von radioaktiven Substanzen.

2. Die Einwirkungen der positiven und negativen Ionen auf ein geladenes Elektrometer sind gleich. Dies gibt für den Gerdienschen Apparat: Die Anteile der positiven und negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre sind gleich.

3. Der Gerdiensche Apparat liefert wohl λ_n, den Anteil der negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit, aber nicht direkt den Anteil der positiven Ionen. Der vom Apparat gelieferte Wert von λ_p ist aufzufassen als:

$$\lambda_p = \lambda'_p + \lambda_r,$$

wo λ'_p den tatsächlichen Anteil der positiven Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit, λ_r den Anteil an der gemessenen Leitfähigkeit bedeutet, der verursacht wird durch eine abnorme Anreicherung von radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper.

Es ist also:

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_p = \lambda_n + \lambda'_p + \lambda_r$$
$$\lambda_n = \lambda'_p,$$

also:

$$1.\quad \lambda' = \lambda_n + \lambda'_p = 2\lambda_n,$$

wo λ' die tatsächliche spezifische Leitfähigkeit der Atmosphäre bedeutet.

Nun ist

$$\lambda_n = \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n$$
$$\lambda'_p = \varepsilon \cdot v_p \cdot n_p,$$

also:

$$2.\quad v_n \cdot n_n = v_p \cdot n_p,$$

d. h.

4. Für die beim Gerdienschen Apparat zur Wirkung kommenden positiven und negativen Ionen ist das Produkt aus spezifischer Geschwindigkeit und spezifischer Ionenzahl gleich.

Auf Folgerungen, die sich nun ohne weiteres ergeben, auf die genaueren Versuchsresultate, sowie namentlich auf interessante Deutungen, die das Beobachtungsmaterial anderer Forscher unter dem gegebenen Gesichtspunkt liefert, kann hier der Kürze der Zeit halber nicht eingegangen werden. Es soll darüber in der demnächst erscheinenden Dissertation ausführlich berichtet werden.

Noch einige Worte über den Elster und Geitelschen Zerstreuungsapparat: Auch bei diesem Apparat wurde der Zerstreuungskörper mit einer Hülle umgeben, diesmal aus Nickelpapier, die dann in dem Zerstreuungsraum eines 2. Blattelektrometers untersucht wurde. Bei positiv geladenem Zerstreuungskörper des Elster und Geitel-Apparates zeigte sich kein merkbarer Niederschlag von radioaktiven Substanzen auf der Hülle, bei negativ geladenem Zerstreuungskörper ließ sich die Wirkung des Niederschlags mehrere Stunden hindurch verfolgen, wenn der Elster und Geitel-Apparat die für einen Versuch vorgesehene Zeit von etwa 15 Min. gestanden hatte. Fig. 2 zeigt die Abklingung eines solchen Niederschlags auf einer Hülle, die 15 Minuten lang den negativ geladenen Zerstreuungskörper bei abgenommenem Schutzzylinder bedeckt hatte. Wir beobachten zunächst einen Steilabfall, dann nach

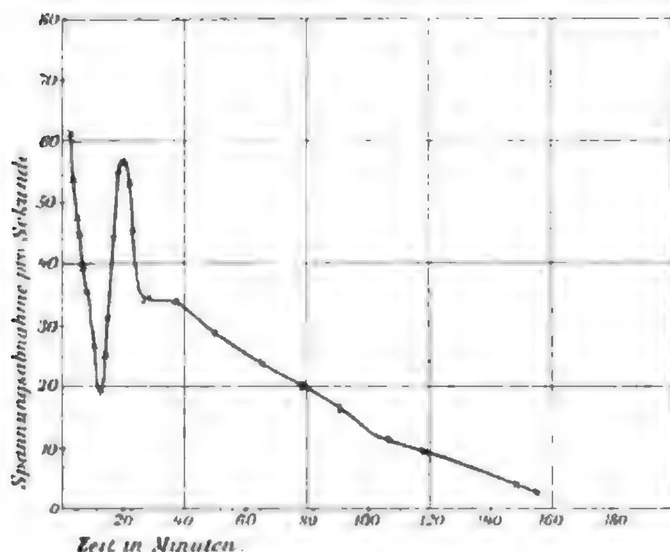


Fig. 2.

einem kurzen Übergang über eine Horizontale eine langsamere Abklingung. Auf den von der Figur gezeigten nochmaligen Anstieg der Ionisierung kann hier nicht eingegangen werden, da die Untersuchungen darüber noch nicht abgeschlossen sind.

Ein genaues quantitatives Resultat wird man bei dem Elster und Geitel-Apparat wegen der wenig definierten Verhältnisse, unter denen er arbeitet, kaum geben können, schon deshalb nicht, weil der Apparat zu quantitativen Messungen überhaupt nicht brauchbar ist. Genauere Versuchsresultate sollen in der Dissertation gebracht werden.

Inwieweit sich die bei anderen Apparaten dieser Art beständig zeigenden Unterschiede bei positiv und negativ geladenem Blattelektrometer durch die Wirkung der radioaktiven Substanzen erklären lassen, müssen weitere Experimentaluntersuchungen lehren. Die Apparate arbeiten nach denselben Grundprinzipien wie die beiden hier besprochenen, also müssen wohl beispielsweise für die Zahl der positiven Ionen zu große, für deren Geschwindigkeit zu kleine Werte vorgetäuscht werden. Auf keinen Fall wird es bei allen derartigen Apparaten angängig sein, mit ein und demselben Zerstreuungskörper rasch hintereinander eine Reihe von Versuchen mit abwechselnd positiver und negativer Ladung durchzuführen, wenn nicht der bei negativ geladenem Zerstreuungskörper sich absetzende Niederschlag von radioaktiven Substanzen jedesmal entfernt wird. Das Praktischste wird sein, mit mehreren auswechselbaren Zerstreuungskörpern zu arbeiten.

(Eingegangen 24. September 1906.)

Diskussion.

Ebert (München): Die Untersuchungen des Herrn Kurz haben mich außerordentlich interessiert, und ich bin sehr froh, daß diese Sache einmal eingehend studiert worden ist und, wie in Aussicht gestellt wurde, noch eingehender studiert werden wird. Aber ich möchte hervorheben, daß schon Elster und Geitel auf die Möglichkeit, daß ein derartiger Effekt Irrtümer hervorrufen könnte, hingewiesen haben; als wir in der luftelektrischen Kommission in München eine Gebrauchsanweisung für die Apparate auszuarbeiten hatten, haben wir nicht versäumt, auf diese mögliche Fehlerquelle hinzudeuten. Sie ist uns auch öfters entgegengetreten. Es ist das augenscheinlich eben dadurch veranlaßt, daß die mit Emanation erfüllte Luft, die dann den bekannten Zerfallsprozessen anheimfällt, auf den negativ geladenen Flächen radioaktive Körper niederschlägt und zwar wird es sich wohl um Radium D handeln. Diesem Einfluß kann man nicht entgehen, und muß ihn genau für jeden Apparat studieren und in Abzug bringen. Ich suchte den Einfluß dadurch herabzudrücken, daß ich die Oberfläche möglichst klein wählte. Der von dem Vortragenden benutzte Gerdiensche Apparat hat größere Flächen, der Einfluß kann bei ihm beträchtlicher sein, namentlich da hier mit ungesättigtem Ionenstrome gearbeitet wird.

Dieser Einfluß einer induzierten Aktivität ist besonders groß, wenn man direkt Bodenluft verwendet. Ich habe kürzlich eine große Glocke in die Erde eingegraben, da hat sich dieser Einfluß geltend gemacht, obwohl ich mit sehr geringen Spannungen gearbeitet habe.

Stefan Meyer (Wien): Bezüglich der letzten Kurve, über die Herr Kurz noch keine Erklärung geben wollte, will ich darauf verweisen, daß in der Zeit von 10 bis 20 Minuten beim Abklingen induzierter Körper zuweilen ein Hin- und Herschwanken in der Radioaktivität auftritt, das weit über die Beobachtungsfehler hinausgeht. Es hat sich gezeigt, daß RaC ein spröder Körper ist, der sich von den Flächen abklopfen läßt, während RaB daran haftet. Man erhält ein Wiederansteigen der Aktivität, wenn man den Körper erschüttert hat und wieder einsetzt, da das RaC dann wieder aus RaB nachgeliefert wird. Auch durch Anschlagen mit einer Magnetnadel der Ladevorrichtung in einem Glockenapparat allein ruft man Erschütterungen hervor, die genügen, um ein wenig RaC abzustoßen, und dann tritt das Ansteigen der Aktivität wieder auf. Darauf wollte ich nur aufmerksam machen.

Ebert: Noch eine Bemerkung möchte ich mir erlauben, die allerdings nicht in direktem Zusammenhange mit dem Vortrage selbst steht, sondern sich auf den Gerdienschen Apparat bezieht. Mit ihm werden viele Messungen, wie ich weiß, jetzt gemacht. Ich möchte gerade deshalb einige Bedenken ihm gegenüber nicht

unterdrücken. Wenn Sie verfolgen, wie aus den Dimensionen des Apparates die Leitfähigkeit berechnet wird, so bemerken Sie, daß für die Kapazität die Zylinderformel zugrunde gelegt ist. Nun gilt diese ja aber streng nur für unendlich lange Zylinder. Hier ist aber das Verhältnis der Breite zur Länge sehr groß.

Ferner wird, um das Vibrieren der Blättchen zu verhindern, eine kleine Platte dort hereingebracht, wo der Träger des Innenzylinders in das Elektroskop hineingeht. Das Vibrieren der Blättchen wird dadurch freilich hintangehalten. Denken wir aber an das elektrische Feld, so bilden sich sehr viele von den elektrischen Kraftlinien gerade an dieser Verengerungsstelle aus, und es ist sehr fraglich, inwieweit die Theorie als zutreffend betrachtet werden kann, wenn derartige Felddeformationen stattfinden, während doch die Theorie die gleichmäßige Verteilung der Kraftlinien in dem Zylinderraume voraussetzt. Das ist ein Bedenken, auf das man stößt, wenn man mit dem Apparat arbeitet. Ich habe versucht, dies bei meinem neuen Apparate zu umgehen dadurch, daß ich überall weite Umhüllungen nahm, um die Kapazität zugleich herabzusetzen, und dadurch, daß ich den Aspirationsstrom umschaltbar einrichtete.

Th. Bruger (Frankfurt a. M.), Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnung von Fiebertemperaturen verwendbar ist.

Ein registrierendes elektrisches Fernthermometer von solcher Empfindlichkeit, daß noch zehntel Grade angezeigt werden, scheint besonders auch als Fieberthermometer von gewisser Bedeutung zu sein, wenigstens wurde schon seit lange von ärztlicher Seite der Wunsch geäußert, einen derartigen Apparat für Aufzeichnung der Temperaturkurve eines Fieberkranken zur Verfügung zu haben. Die Lösung der hier gestellten Aufgabe war nicht ganz einfach und erst nach Jahren ist es gelungen, das vorliegende Instrument fertigzustellen, welches, wie ich hoffe, den gestellten Anforderungen genügen wird, wenngleich sich in verschiedenen Einzelheiten wie z. B. bezügl. der Form des eigentlichen Thermometers wohl noch Verbesserungen werden anbringen lassen.

Bevor ich zur Beschreibung des Apparates selbst übergehe, möchte ich mir erlauben, wenigstens ganz kurz auf die für die Konstruktion elektrischer Temperaturmesser maßgebenden Gesichtspunkte hinzuweisen:

Zu den Hauptvorteilen, welche die Anwendung elektrischer Prinzipien für Temperaturmeßapparate mit sich bringt, gehört neben der auf diese Weise erreichbaren Erweiterung des ganzen der Messung zugänglichen Temperaturbereiches nach oben und nach unten die Möglichkeit, Fernmessungen und Fernregistrierungen vornehmen zu können, und zwar gilt das für die beiden in Betracht kommenden elektrischen Methoden, die thermoelektrische und die des elektrischen Widerstandsthermometers. In anderer Hinsicht und besonders auch bezüglich ihres Verwendungsgebietes unterscheiden sich dagegen diese beiden Methoden, und man kann sagen, daß sich das Widerstandsthermometer, infolge seiner Eigenschaft, direkt die gesuchte Temperatur zu ergeben, und da es gegen geringe Struktur- oder sonstige Änderungen seiner Materialkonstanten empfindlich ist, besonders für mittlere und niedrige Temperaturen eignet, während das Thermoelement, welches Temperaturdifferenzen anzeigt, zur Messung dieser, und da bei geeigneter Wahl der Materialien die Thermokraft auch bei längerem Gebrauch in hohen Temperaturen sich als unveränderlich erweist, auch zur Hochtemperaturmessung geeignet erscheint.

Für den hier in Frage kommenden Zweck, verhältnismäßig niedrige Temperaturen direkt genau anzuzeigen bezw. zu registrieren, war also das Widerstandsthermometer das allein brauchbare und es handelte sich darum, sowohl das eigentliche temperaturempfindliche Thermometer wie auch den Anzeigeapparat den besonderen Anforderungen des vorliegenden Falles entsprechend einzurichten. Das auf Temperaturänderungen durch Änderung seines elektrischen Widerstandes reagierende Thermometer besteht im Prinzip aus einem draht- oder bandförmigen Leiter von ausreichend großem Temperaturkoeffizienten und von einschließlich seiner Schutzhülle relativ geringer Masse. Überlegung und Erfahrung lehrten, daß es nicht sowohl darauf ankommt, für das Thermometer ein Widerstandsmaterial zu wählen, welches die größtmögliche Widerstandsänderung bei einer gegebenen Temperaturänderung aufweist — übrigens betragen die größten Unterschiede für die hier in Betracht kommenden Leiter in dieser Hinsicht überhaupt nur ca. 25% —, sondern in erster Linie darauf, daß der Temperaturkoeffizient eine wirklich konstante Größe bleibt, sich also nicht im Lauf der Zeit bei Benutzung des Thermometers in verschiedenen Temperaturen ändert, und daß das gewählte Material immer mit gleichem Temperaturkoeffizienten nachgeliefert werden kann, also in seinen hier in Frage kommenden Eigenschaften reproduzierbar ist. Diesen Forderungen genügt das ganz reine Platin (wie es z. B. auch für die thermoelektrische Temperaturmessung Verwendung findet) und es hat sich speziell gezeigt, daß nur dieses immer wieder mit gleichem Temperaturkoeffizienten hergestellt werden kann. Die äußere Form des

Widerstandsthermometers richtet sich nach dem speziellen Zweck, dem dasselbe dienen soll; bei einer seit vielen Jahren bewährten Konstruktion für technische Meßzwecke ist das Platin in Form eines sehr dünnen Bandes auf eine Glimmerplatte gewickelt, durch 2 Glimmerdeckplatten geschützt und eventuell noch in eine schmale scheidenförmige Kupferhülse eingeschlossen, so daß dies Widerstandsthermometer dann auch für Flüssigkeitsmessungen dienen kann. Im vorliegenden Falle wurde versucht, dem Instrument kleine Abmessungen zu geben, damit der Patient durch dasselbe möglichst wenig belästigt wird. Das dünne Platinband hat bei der einen Ausführungsform in einer schwach konischen Silberhülse Platz gefunden und ist mit seinen Enden an ein sehr biegsames Doppelkabel angeschlossen. Bei der zweiten Ausführungsform ist der Platinwiderstand auf eine Kupferplatte gewickelt und ebenfalls von einer dünnen Silberhülse umgeben, während Anschlußkabel wie bei dem vorigen Modell zur Verbindung mit dem Anzeige- oder Registrierapparat dienen. Das letztere Modell soll besonders bei Messungen in der Achselhöhle Verwendung finden.

Zu dem eigentlichen Widerstandsthermometer gehört nun ein Anzeige- oder Registrierapparat, an welchen zumal im vorliegenden Falle bezüglich seiner Empfindlichkeit und Genauigkeit ziemlich hohe Anforderungen gestellt werden:

Der betreffende Apparat muß natürlich ein Widerstandsmesser sein, aber so eingerichtet werden, daß er den gesuchten Widerstand oder in unserem Falle die vom Widerstand abhängige Temperatur direkt durch Zeigerausschlag anzeigt, ohne dabei des Vorteils der für Widerstandsmessung üblichen Nullmethoden, nämlich der Unabhängigkeit seiner Angaben von der Meßspannung zu entbehren. Ausschlagsmethoden, die auf Strommessungen herauskommen und also je nach der Meßspannung verschiedene Werte ergeben, sind hier natürlich ebensowenig brauchbar, wie eine reine Nullmethode, welche für die Messung eine Manipulation, bestehend in der Veränderung eines Widerstandes, erfordert. Es bleibt, wie mir scheint, hier als brauchbares Prinzip nur dasjenige, nach welchem ein Widerstand durch das Verhältnis einer Spannung und eines Stromes bezw. zweier Ströme gemessen wird, und dieses Prinzip habe ich zur Konstruktion eines Drehspulinstruments benutzt, dessen Wirkungsweise nun kurz erläutert werden soll:

Ein festes ringförmiges Magnetfeld wird erzeugt durch einen Permanentmagneten von Hufeisenform mit zylindrisch ausgebohrten Polschuhen und zentral in der Bohrung angeordnetem Eisenkern von ovalem Querschnitt. In diesem Felde ist leicht drehbar angeordnet ein System von zwei fest miteinander und mit der Drehachse verbundenen Spulen, die einen Winkel miteinander bilden und außer den elektromagnetischen **keinen Richtkräften** weiter unterliegen. Beide Spulen sind an dieselbe Meßbatterie angeschlossen und der einen dabei ein bekannter unveränderlicher Widerstand (w), der anderen der veränderliche zu messende (x), also hier das Widerstandsthermometer vorgeschaltet. Das Schema, welches sich so ergibt und welches Fig. 1 darstellt, entspricht also dem des Differentialgalvanometers.

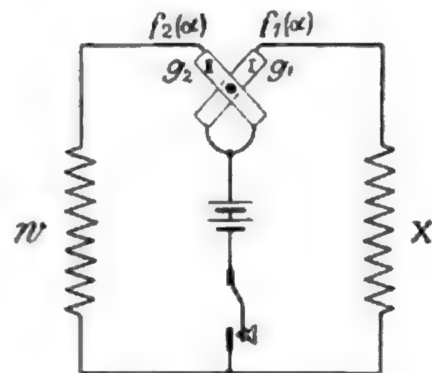


Fig. 1.

In der Wirkungsweise ist jedoch ein wesentlicher Unterschied vorhanden, begründet in der Lage der Drehspulen zueinander und zu dem festen Felde und in dem Umstande, daß das Spulensystem, solange kein Strom hindurch fließt, keinen Richtkräften unterliegt, also in jeder Lage stehen bleibt. Wird jedoch der Meßstrom geschlossen, und der Wicklungssinn bezw. die Schaltung der beiden Drehspulen so gewählt, daß sie sich nach entgegengesetzten Richtungen zu drehen streben, so kann man für das Gesamtdrehmoment schreiben:

$$D = H_1 \cdot i_1 \cdot n_1 - H_2 \cdot i_2 \cdot n_2,$$

wo H_1 und H_2 die für beide Spulen in Betracht kommenden Komponenten des festen Feldes, i_1 und i_2 die in beiden zirkulierenden Ströme und n_1 und n_2 die Windungszahlen beider Spulen bedeuten. Berücksichtigt man, daß $i_1 = \frac{e}{x + G_1}$ und $i_2 = \frac{e}{w + G_2}$ ist, wo G_1 und G_2 die Widerstände der beiden Spulen bedeuten, und daß H_1 sowie H_2 sich mit der Lage der Spulen ändern, also als Funktionen eines Winkels α angesehen werden können, um welchen das System gegen eine feste Anfangslage verdreht ist, so kann man auch schreiben:

$$D = \frac{e \cdot n_1}{x + G_1} \cdot f_1(\alpha) - \frac{e \cdot n_2}{w + G_2} \cdot f_2(\alpha).$$

Sobald dies Drehmoment Null wird, bleibt das System und der mit demselben verbundene

Zeiger stehen, so daß man als Bedingung für diesen Fall erhält:

$$\frac{f_1(\alpha)}{f_2(\alpha)} = F(\alpha) = \frac{n_2}{w + G_2} \cdot \frac{x + G_1}{n_1}$$

oder auch:

$$x + G_1 = F(\alpha) \cdot \frac{n_1}{n_2(w + G_2)},$$

$$\text{d. h. } X = K \cdot F(\alpha) - G_1,$$

wo K und G_1 Konstanten sind. Die Einstellung des Instrumentzeigers bezw. der Winkel α hängt also außer von den mit der Konstruktion des Instrumentes gegebenen Konstanten lediglich von X, nicht aber von der Spannung der Meßbatterie ab, und man kann dasselbe mit einer Skala versehen, auf welcher direkt der gesuchte Widerstand oder die von demselben abhängige Temperatur abgelesen wird. Der Verlauf dieser Skala ist wesentlich durch den der Funktionen $f_1(\alpha)$ und $f_2(\alpha)$, d. h. durch die Kraftlinienverteilung im festen Magnetfelde bedingt und es wird einem Felde, dessen wirksame Komponenten sich mit Drehung des Spulensystems sehr rasch ändern, ein großer Meßbereich, einem solchen dagegen, das sich sehr langsam ändert, ein kleiner Meßbereich entsprechen. Da in dem hier in Betracht kommenden Falle der Thermometerwiderstand nur relativ wenig mit der Temperatur variiert (bei Verwendung von Platin um etwa 0,39 % pro Grad C), so ist das permanente Magnetfeld so einzurichten, daß seine für das Drehmoment in Betracht kommenden Komponenten ebenfalls nur wenig mit α variieren, und damit ist der Natur der Sache nach auch eine Verringerung der Richtkraft des Systems verbunden, die durch Verstärkung des Meßstromes nur bis zu einem gewissen Grade wieder ausgeglichen werden kann, weil ein zu starker Strom den Thermometerwiderstand erwärmen und dadurch Fehler in das Meßresultat bringen würde; man ist also hier darauf angewiesen, durch Erhöhung der Windungszahl auf den Spulen, die Richtkraft zu vergrößern. In diesen Verhältnissen liegt die Hauptschwierigkeit, welche die Messung sehr kleiner Temperaturänderungen bietet, und sie wird noch erhöht dadurch, daß die Erzeugung eines sehr wenig, aber dabei ganz regelmäßig veränderlichen Feldes eine außerordentlich exakte mechanische Herstellung des ganzen Magnetsystems bedingt. Man kann indessen auch zum Ziel gelangen, wenn man das Magnetfeld stärker veränderlich, wie der Meßbereich erfordert, herstellt und eine Hilfsspule mitwirken läßt, welche mit x in Serie geschaltet im Felde die gleiche Lage einnimmt, wie die mit w verbundene Wicklung, aber der letzteren entgegenwirkt. Fig. 2 stellt diese Schaltung dar, deren Wirkungsweise sich leicht erklärt durch die Bemerkung, daß mit steigendem x der Strom sowohl in G_1 wie in G_1' abnimmt, also gleichzeitig das Spule I entsprechende Drehmoment kleiner wird und das der Doppelspule II entsprechende Gesamtdrehmoment

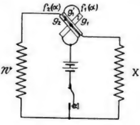


Fig. 2.

größer. Das Verhältnis beider Drehmomente und auch $F(\alpha)$ ändert sich also bei gleicher Änderung von X stärker wie ohne Hilfsspule. Wie mir nachträglich bekannt geworden ist, hat zuerst Professor Ulbricht ein ähnliches Prinzip zur Konstruktion eines Proportionalgalvanometers benutzt. — Unter Berücksichtigung aller vorstehend angeführten Hilfsmittel läßt sich nun aber doch ein Instrument herstellen, welches auch bezüglich der Sicherheit der Einstellung allen Anforderungen genügt.

Die äußere Form eines Anzeigeapparates zeigt Fig. 3, die innere Einrichtung entspricht genau den obigen Ausführungen: Das permanente Magnetsystem ist so eingebaut, daß die Kraftlinien desselben horizontal verlaufen und das System der gekreuzten Drehspulen ist, damit die Lagerreibung möglichst gering wird, um eine vertikale an den Enden mit Edelsteinlagern versehenen Achse zwischen 2 festen Spitzen drehbar angeordnet. Wenn der Apparat wie das hier dargestellte Modell als Wandinstrument dienen soll, wird der sich in der

Fig. 3.

Digitized by Google

Horizontalebene drehende Zeiger vertikal abgekröpft und spielt vor einer bogenförmigen Skala. Die Wicklungs- und Widerstandsverhältnisse sowie die Form des festen Feldes sind so gewählt, daß die auf der Skala befindliche Teilung in Temperaturgrade im großen und ganzen gleichförmig verläuft. Außer diesem Wandinstrument wird auch ein transportables Instrument im Holzkasten mit horizontaler von oben abzulesender Skala hergestellt.

Bei Ausbildung des Apparates als Registrierinstrument mußte, damit der aufgezeichnete Kurvenzug genau den Temperaturverlauf wiedergibt, das Prinzip der intermittierenden punktweisen Registrierung zur Anwendung kommen, weil die verfügbaren Kräfte zu klein sind, um die Reibung einer dauernd mit der Schreibfläche in Berührung stehenden Schreibfeder zu überwinden: Der federnde Zeiger spielt über einer Skala für direkte Ablesung und trägt unterhalb der letzteren einen senkrecht nach unten gebogenen Silberstift, der für gewöhnlich frei über dem präparierten Papier der Registriertrommel schwebt. Alle 30 Sekunden wird derselbe jedoch durch den über ihm angeordneten Metallbogen, welcher in geeigneter Weise mit dem die Registriertrommel drehenden Uhrwerk gekuppelt ist, nach unten gedrückt und hinterläßt auf dem Registrierstreifen eine punktförmige Marke. Die einzelnen Punkte liegen jedoch, da es sich hier um relativ langsam veränderliche Vorgänge handelt, so nahe beieinander, daß sie einen kontinuierlich erscheinenden Kurvenzug bilden, der ein getreues Bild des zu kontrollierenden Temperaturverlaufes gibt. Die Auswertung dieser Kurve erfolgt mittels einer durchsichtigen Glasskala, welche eine Teilung in zehntel Celsiusgrade enthält, und auf den Registrierstreifen gelegt, sofort die einem beliebig gewählten Punkt der Kurve entsprechende Temperatur abzulesen gestattet. Die Umdrehungszeit der Registriertrommel ist vorläufig auf 12 Stunden festgesetzt, nach welcher Zeit auch das Uhrwerk von neuem aufgezogen werden muß. Fig. 4 gibt ein Bild des Apparates, der, wie auch alle vorher besprochenen in den Werkstätten der Firma Hartmann & Braun, Aktiengesellschaft, hergestellt wird.

Die Handhabung und Inbetriebsetzung des ganzen Instruments ist überaus einfach: Nachdem das kleine Widerstandsthermometer an geeigneter Stelle untergebracht ist, schraubt man die Enden des Fernleitungskabels an die mit x bezeichneten Klemmen des Registrierapparates und verbindet mit dem zweiten Klemmenpaar desselben den Akkumulator unter Berücksichtigung der Polbezeichnung. Hierauf schaltet man ein, indem man den auf der linken Seite

Fig. 4.

Digitized by Google

des Apparates sichtbaren Knebel so dreht, daß der eingravierte Pfeil auf „Ein" deutet, und setzt das Uhrwerk in Betrieb, indem man den an der rechten Seite desselben befindlichen Messinghebel nach hinten legt. Für den Transport ist das Spulensystem durch die hinten am Kasten befindliche Arretierschraube zu arretieren.

(Eingegangen 20. September 1906.)

Diskussion.

Ebert: Wie groß ist die Apparatempfindlichkeit für ein Grad Temperaturänderung?

Vortragender: 0,7 mm Ausschlag für $^1/_{10}{}^0$. Es ist aber noch eine Vervollkommnung möglich, da man das Thermometer größer machen kann und dadurch das Verhältnis zwischen totem unwirksamem Widerstand und Platinwiderstand günstiger erhält. Dabei kann man ungefähr bis auf 1 mm für $^1/_{10}{}^0$ kommen.

Hans Witte (Wolfenbüttel), Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Meine Herren! Seit langer Zeit ist neben der rastlosen induktiven Erforschung neuer Tatsachen das Streben der Physiker darauf gerichtet, die verschiedenen Gebiete der physikalischen Wissenschaften, wie sie zunächst die Natur den verschiedenen menschlichen Sinnen darbietet — also Mechanik, Akustik, Optik, Elektrizität, usw. usw. — durch ein einheitliches Begriffssystem zu beschreiben. Zu diesem Unternehmen ermutigt die Ähnlichkeit der induktiv gefundenen Gleichungen, die zur Vorausberechnung der Erscheinungen dienen, sowie der experimentelle Nachweis der durchgängigen Geltung des Energieprinzipes. Daß die Versuche bereits zu einer beträchtlichen Vereinfachung geführt haben, ist allgemein bekannt. Der heutigen Physik stehen nur noch drei Naturgebiete als getrennt gegenüber: Mechanik, Thermodynamik, Elektrodynamik.

Das mittlere der drei Gebiete scheint sich den beiden übrigen restlos einordnen zu lassen. So bleibt allein übrig die Aufgabe, entweder die Elektrodynamik auf die Mechanik zurückzuführen, oder die Mechanik elektrodynamisch zu begründen, oder endlich beide aus einem dritten Urprinzip herzuleiten.

Gütigen Anregungen von Herrn Professor Planck folgend, habe ich mich mit der ersten dieser drei Unternehmungen beschäftigt, derjenigen, die bisher die meisten Ansätze zu Lösungen aufweist. Die Ergebnisse meiner Untersuchung möchte ich Ihnen, meine Herren, heute mitteilen. Ich versuche, Ihnen ein Bild zu entwerfen von dem gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Die Zeiten, in denen man Aufgaben wie diese durch aprioristische Spekulationen erledigen zu können glaubte, sind vorüber. Die einzige Möglichkeit, wirklich zum Ziele zu gelangen, besteht darin, daß man mechanische Theorien in eindeutiger mathematischer Formulierung aufstellt, in alle Einzelheiten verfolgt, und auf Grund der gesicherten Ergebnisse der bisherigen Erfahrung ihre Durchführbarkeit entscheidet.

Nun liegen Versuche einer mechanischen Erklärung — wenn auch nicht durchgeführte, so doch begonnene — in nicht geringer Zahl vor. Beispielsweise setzen einige Physiker die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportional der Geschwindigkeit $\mathfrak{q}$, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Drehung $^1/_2$ $\mathfrak{u}$ in einem kontinuierlichen Medium — dem Weltäther — und ermitteln die Bewegungs- und Spannungszustände des Äthers, die demzufolge einigen einfachen elektromagnetischen Erscheinungen zugrunde liegen müßten. Bald ähnliche, bald ganz anders geartete begonnene mechanische Theorien bietet die physikalische Literatur in buntem Wechsel dar. Auch jetzt vergeht kaum ein Jahr, in dem nicht ein neuer Versuch einer mechanischen Erklärung in den Anfängen entwickelt würde, und ein Ende dieser Produktion ist noch nicht abzusehen. Die Zahl der Bewerberinnen ist also groß. Indessen muß es als fraglich bezeichnet werden, ob mit der wachsenden Anzahl von Erklärungsversuchen die Aussicht auf eine Lösung des Problems gleichen Schritt hält. Solange man nämlich keinen Überblick hat über die Zahl und Art der Lösungswege, welche nach dem gegenwärtigen Stande der Erfahrung — die ja auch hier „Einschränkung der Erwartung" bedeutet — überhaupt noch denkbar sind, ist nicht die geringste Gewähr dafür vorhanden, daß man nicht bei diesem gänzlich unmethodischen Vorgehen gerade den richtigen Weg dauernd verfehle und sich unnütz auf Nebenpfaden abmühe, die früher oder später ungangbar werden. In der Tat haben bereits mehrere der vorliegenden Theorien Schwierigkeiten ergeben schon bei der Anwendung auf verhältnismäßig einfache elektrische Erscheinungen. Gerade solche Schwierigkeiten sind, wo überhaupt eine Beziehung einer neuen zu früheren Theorien vorhanden ist, meist die Veranlassung zum Aufstellen der neuen Theorie gewesen. Indessen fehlt ein alle Möglichkeiten umfassender und vergleichender Überblick noch in jedem Falle, und so muß man es zum mindesten als

durchaus unwahrscheinlich bezeichnen, daß dieses planlose Umhertasten, bei dem der Zufall der Führer ist, in absehbarer Zeit zum Ziele leiten werde.

So gelangt man dazu, sich die Frage vorzulegen, ob es nicht möglich ist, eine systematische Behandlungsweise zu finden, die zur Lösung des Problems zu führen oder aber — denn dieses Endergebnis ist auch durchaus nicht undenkbar — seine gänzliche Unlösbarkeit darzutun vermag.

Zur Induktion müßte dann ein an der richtigen Stelle einsetzendes deduktives Verfahren hinzutreten. Man würde zunächst von gewissen, auf der elektrischen wie auf der mechanischen Seite feststehenden Grundtatsachen auszugehen — ihre Formulierung ist der induktive Teil — und dann zweitens den Versuch zu machen haben, daraus ein allgemein gültiges erschöpfendes Schema aller nur irgendwie denkbaren mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen zu deduzieren. Ist dies gelungen, so würde die weitere Untersuchung wieder in zwei Teile zerfallen:

1.) Einordnung der gesamten vorliegenden Ansätze von Theorien in dieses Schema, Ausbau aller dieser Ansätze möglichst für alle bekannten elektrischen Erscheinungen, und Entscheidung über die Durchführbarkeit jeder einzelnen auf diese Weise vervollständigten Theorie;

2.) Aufstellung aller einzelnen auf Grund des Schemas denkbaren Theorien, wiederum Ausbau möglichst für alle bekannten elektrischen Erscheinungen, und Entscheidung über die Durchführbarkeit jeder einzelnen von dem Schema gelieferten denkbaren Theorie.

Das Endergebnis muß, wenn alles dies geleistet ist, folgendes sein: Entweder man findet eine (oder mehrere) auf Grund des gegenwärtigen Standes der Physik durchführbare Theorien, oder keine der vorliegenden und auch keine der auf Grund unseres deduzierten Schemas von vornherein denkbaren Theorien erweist sich als durchführbar.

Die beiderseitigen Grundlagen für die Brücke zwischen den elektrischen Erscheinungen und der Mechanik werden durch die Ergebnisse der Forschung geliefert.

Auf der elektrischen Seite ist die Grundforderung an jede mechanische Theorie der elektrischen Erscheinungen die Übereinstimmung mit der elektromagnetischen Theorie von Maxwell in der Fassung, die ihr Herr H. A. Lorentz gegeben hat, soweit diese Theorie durch die Erfahrung bestätigt worden ist (die Frage nach den Drucken im reinen Äther muß deshalb vorläufig ausgeschieden werden).

Als Grundgesetz der Mechanik sieht man das Hamiltonsche Prinzip an. Doch kann man auch die gewöhnliche Bewegungsgleichung an dessen Stelle setzen. In beiden Fällen wird man es für nötig halten, die Bedingung für die Erhaltung des Stoffes hinzuzufügen (Kontinuitätsgleichung bei kontinuierlichen Medien). Sodann aber muß noch eine wichtige dritte Forderung auf der mechanischen Seite aufgestellt werden. Aus der Bewegungsgleichung oder aus dem Hamiltonschen Prinzip läßt sich die Energiegleichung ableiten. Diese Energiegleichung muß sich nun — so lautet die dritte Forderung — auf eine derartige Form bringen lassen, daß alle ihre Glieder einen mechanischen Sinn haben (z. B. Kompressionsenergie, Energieströmung, usw.). Nur in diesem Falle ist man berechtigt, von einer mechanischen Erklärung zu sprechen, in allen anderen Fällen liegt nur eine vielleicht auf einzelne Erscheinungen anwendbare, im allgemeinen aber nicht verständliche Analogie vor.

Was nun die angekündigte erschöpfende Einteilung anbelangt, so würde es zu weit führen, alle Einzelheiten dieses deduktiven Verfahrens durchzugehen. Es genüge die Feststellung, daß in der Tat eine erschöpfende Einteilung möglich ist. Durch das folgende Schema wird sie veranschaulicht:

Die Worte „Ganz" und „Geteilt" bezeichnen:

„Ganz": Jede der beiden elektromagnetischen Energien W_e und W_m ist entweder ganz oder gar nicht kinetisch,

„Geteilt": Mindestens eine der beiden elektromagnetischen Energien fällt in einen kineti-

Übersicht
über die denkbaren mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen.

Fernwirkungstheorien — Feldwirkungstheorien

Feldwirkungstheorien: Emissionstheorien — Undulationstheorien

Undulationstheorien: Ganz — Geteilt

Zeitlose Fernwirkung	Zeitliche Ausbreitung	Emissions-theorien	Gattung 0,0	Gattung 0,1	Gattung 1,1	Gattung ε,0	Gattung ε,ε*	Gattung ε,1
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)

schen und einen nicht kinetischen Teil auseinander.

Die Gattungen (4) bis (9) führen diese Scheidung noch weiter. Die Zahlen 0, ε, 1, wobei $\varepsilon \neq 0$ und $\neq 1$ ist, geben an, wieviel von jeder der beiden elektromagnetischen Energien mit der kinetischen Energie der verborgenen Bewegung identifiziert wird; und die 6 Gattungen (4) bis (9) entsprechen den $3 \cdot (3+1)/2 = 6$ möglichen Kombinationen der Zahlen 0, ε, 1, wobei die Kombinationen (a, b) und (b, a) in je eine Gattung zusammengefaßt sind. In der achten Gattung ist, um Mißverständnissen vorvorzubeugen, für das zweite Symbol ε^* statt ε geschrieben worden.

Gleich hier sei bemerkt, daß in diesen 6 Gattungen der Undulations- oder Äthertheorien eine eingehende Durchführung der Untersuchung zurzeit nur für Theorien mit kontinuierlichem Äther möglich ist. Bei Theorien mit diskontinuierlichem oder „atomistischem" Äther, d. h. solchen, bei denen der freie Äther in einem von aller ponderablen Materie entblößten Raume wieder in diskrete Teilchen zerlegt wird, und zwar derart, daß diese in ihrer Gesamtheit nicht das Verhalten eines Kontinuums ergeben — bei solchen Theorien scheint die endgültige Entscheidung noch in weiter Ferne zu liegen.

Eine vollständige Diskussion der vorliegenden und der denkbaren Theorien an der Hand unseres Schemas ist an dieser Stelle bei der Kürze der Zeit unmöglich. Bei 8 von den 9 Gattungen sehe ich daher von einer Besprechung der Methoden ganz ab, ich darf mich vielleicht beziehen auf die Ausführungen in meiner Schrift „Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen", Berlin, Verlag von Ebering, 1906.

Nur bei einer Gattung, der mit (0,1) bezeichneten, gebe ich einige Andeutungen, weil sich dabei die Gelegenheit bietet, einige neue Bemerkungen über ein Problem aus der Kinematik einzufügen, die ich in dem genannten Buche nicht soweit ausführen konnte.

Bei einer der vorliegenden Theorien der Gattung (0,1) sind die elektrischen und die mechanischen Gleichungen, die einander entsprechen sollen, im freien Äther

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{H} \qquad k\frac{d\mathfrak{q}}{dt} = \operatorname{curl} \mathfrak{u}$$

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{E} \qquad \frac{d\mathfrak{u}}{dt} = \frac{d}{dt}\operatorname{curl} \mathfrak{q}$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$ des Äthers gesetzt, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Funktion $\mathfrak{u} = \operatorname{curl} \mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung ist. Die Funktion $^1/_2\, \mathfrak{u}$ wird als „Drehung" gedeutet. Der Punkt über einem Vektor $\mathfrak{A}$ bedeutet die totale oder substanzielle Änderungsgeschwindigkeit

$$\dot{\mathfrak{A}} = \frac{d\mathfrak{A}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + \dot{\mathfrak{q}} \cdot \operatorname{grad} \mathfrak{A}$$

$\partial \mathfrak{A}/\partial t$ ist die partielle oder lokale Änderungsgeschwindigkeit von $\mathfrak{A}$.

Die Identifikation von $\mathfrak{E}$ mit $\dot{\mathfrak{q}}$ und von $\mathfrak{H}$ mit $\mathfrak{u}$ gewinnt man nun durch zwei Vernachlässigungen, bei dem oberen Gleichungspaare durch die Differential-, bei dem unteren durch die Integralvernachlässigung. Beide Vernachlässigungen erweisen sich beim weiteren Ausbau der vorgelegten Theorie als unhaltbar. Die erste Schwierigkeit läßt sich heben; die hinzuzufügenden Glieder erweisen sich sogar als notwendige Zusätze, sie ergeben die (bisher außer Acht gelassenen) ponderomotorischen Kräfte auf die Materie bezw. die Elektronen. Die zweite Schwierigkeit erfordert eine Betrachtung über Drehungen in einem Kontinuum.

Der Anschaulichkeit halber erörtere ich die Fragen sogleich an der Hand eines einfachen Beispieles.

Gegeben sei eine stationäre zweidimensionale konzentrische Kreisbewegung in einem kontinuierlichen Medium; die Ebene der Bewegung sei die xy-Ebene eines rechtsdrehenden Koordinatensystems, die Drehung werde positiv gerechnet im Sinne einer positiven Umkreisung der (nach dem Beschauer weisenden) positiven z-Achse. Gestützt auf eine Bemerkung von Helmholtz (in seiner klassischen Abhandlung „Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen", 1858) pflegt man bei jeder beliebigen Bewegung eines Kontinuums die folgenden Sätze für richtig zu halten:

1. Die Drehung σ ist in allen Fällen das Zeitintegral über die Winkelgeschwindigkeiten $^1/_2 \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$, die das betrachtete Teilchen erfahren hat. Die Größe der Winkelgeschwindigkeit $^1/_2 \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$ liefert demnach das Kriterium für das Auftreten von Drehungen; wenn zum Beispiel die Winkelgeschwindigkeit Null ist, die Bewegung also ein Geschwindigkeitspotential hat, finden keine Drehungen der kleinsten Teilchen statt.

2. Wenn die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2 \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$ unendlich klein wird, ist der mathematische Ausdruck für die Drehung die Größe $^1/_2 \operatorname{curl} \mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung bezeichnet. Ist also die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2 \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$ exakt Null, so nimmt auch die Größe $^1/_2 \operatorname{curl} \mathfrak{q}$ exakt den Wert Null an.

Dass diese Sätze im allgemeinen nicht zutreffen, hat man wohl seither gelegentlich bemerkt, aber, soviel ich weiß, noch nicht syste-

matisch geklärt. Diese Klärung soll uns unser Beispiel bringen. Wir nennen die überall in die Richtung der Kreistangente fallende Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$; mit (lateinisch) $\dot{q}$ bezeichnen wir ihren algebraischen Betrag, $\dot{q}$ ist also positiv bei positiver Umkreisung der z-Achse. Dieses $\dot{q}$ läßt sich als Funktion von

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ und } \varphi = \operatorname{arctang}(y/x)$$

auffassen; wir wollen setzen

$$\dot{q} = f(\varrho, \varphi) = \varrho \cdot \Psi(\varrho, \varphi)$$

Man erhält dann

1) Winkelgeschwindigkeit

$$\frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{q}}{\varrho} + \frac{\partial \dot{q}}{\partial \varrho}\right)$$

2) Curl der Verschiebung

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \frac{1}{2} \sin\chi \cdot \left(1 + \frac{\Psi(\varrho, \varphi_1)}{\Psi(\varrho, \varphi_0)}\right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \cos\chi \cdot \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} d\varphi \frac{\varrho \cdot (\partial / \partial\varrho) \Psi(\varrho, \varphi)}{\Psi(\varrho, \varphi)}$$

zwischen zwei Punkten φ_1 und φ_0 auf dem Kreise ϱ, wobei $\chi = \varphi_1 - \varphi_0$ ist.

3) Die wirkliche Drehung $\| \sigma \|$ wird erhalten, indem man einen kleinen Kreis aus der Anfangslage übergehen läßt in eine Ellipse in der Endlage, und umgekehrt, als Winkel zwischen zwei einander entsprechenden Achsen der beiden Ellipsen.

Durch die Einschließung zwischen je zwei Strichen sollen die algebraischen Beträge bezeichnet werden, wie bei $\dot{q} = \| \dot{\mathfrak{q}} \|$. Die drei Vektoren stehen aus Symmetriegründen sämtlich auf der Ebene von $\dot{\mathfrak{q}}$ senkrecht.

Hier ist die Übersicht noch schwer, wir wollen daher die Formeln vereinfachen durch die Annahme

$$\dot{\mathfrak{q}} = f(\varrho) = \varrho \cdot \Psi(\varrho)$$

Davon wird nur (2) berührt, es geht über in

$$2') \qquad \left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \sin\chi + \frac{1}{2} \frac{\varrho \cdot \Psi'(\varrho)}{\Psi(\varrho)} \cdot \chi \cdot \cos\chi$$

Um die Natur dieser Bewegung einfach zu überblicken, empfiehlt es sich, die folgende Betrachtung anzustellen. Wir fassen alle Punkte ins Auge, die zu einer bestimmten Zeit t_0 die positive x-Achse einnehmen. Jeder dieser Punkte hat zur Zeit t_0 die Polarkoordinaten $\varphi = 0$, und ϱ; zu einer späteren Zeit t_1 dagegen $\varphi = \Psi(\varrho) \cdot (t_1 - t_0)$, und ϱ. Mithin ist

$$\varphi = \Psi(\varrho) \cdot (t_1 - t_0)$$

die Gleichung (in Polarkoordinaten φ und ϱ) der Kurve, in die die positive x-Achse zur Zeit t_1 übergegangen ist. Nimmt man den Einheitskreis ($\varrho = 1$) zu Hilfe, für den die Beziehung lautet $\varphi_I = \Psi(1) \cdot (t_1 - t_0)$, so folgt

$$\varphi = \varphi_I \cdot \frac{\Psi(\varrho)}{\Psi(1)}.$$

Das ist nun im allgemeinen eine ganz beliebige komplizierte Kurve, die lediglich der Bedingung unterworfen ist, daß zu jedem ϱ ein und nur ein φ gehört. Wir wollen daher noch weiter spezialisieren. Es empfiehlt sich, eine Bewegung zu betrachten, die überall im selben Sinne verläuft; am einfachsten

$$\dot{q} = K \cdot \varrho^m$$

wo K und m beliebige reelle Zahlen sind. Dann geht unsere Kurvengleichung über in

$$\varphi = \varphi_I \cdot \varrho^{m-1}$$

Die Kurven werden Spiralen, bei denen drei Fälle A, B, C zu unterscheiden sind (der Einfachheit halber deuten wir die Kurven nur außerhalb des Einheitskreises an und fassen K immer als positiv auf):

A) $m > 1$. B) $m = 1$. C) $m < 1$.

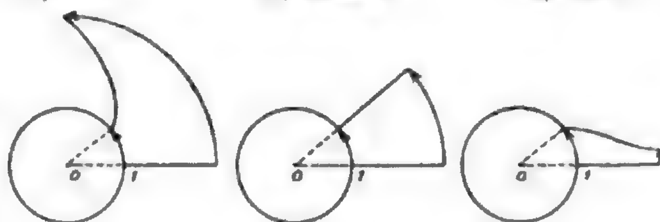


Fig. 1.

Im Falle B bleiben die Punkte immer auf dem vom Kreismittelpunkte aus gezogenen Strahle; in Fall A eilen die äußeren Punkte voraus, während sie in Fall C zurückbleiben.

Wir wollen nun die Werte zusammenschreiben, die sich für die drei oben allgemein aufgestellten Größen ergeben. Sie sind

1) Winkelgeschwindigkeit

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{m+1}{2} \cdot K \cdot \varrho^{m-1} = \frac{m+1}{2} \cdot \frac{\chi}{\tau}$$

2) Curl der Verschiebung

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \sin\chi + \frac{m-1}{2} \cdot \chi \cdot \cos\chi$$

3) Wirkliche Drehung

$$\| \sigma \| = \chi + \operatorname{arctang}\left(\frac{m-1}{2} \cdot \chi\right)$$

mit dem Zusatz, daß die Arcustangensfunktion im ersten Quadranten zu nehmen ist, also von Null ($\chi = 0$) bis $\pi/2$ geht ($\chi = \infty$). Die Zeit τ in der ersten Formel soll der Winkeldifferenz $\varphi_1 - \varphi_0$ entsprechen, mit der sie durch die Beziehung $\varphi_1 - \varphi_0 = \chi = \Psi(\varrho) \cdot \tau$ zusammenhängt. Jetzt kann man alles bequem übersehen. Man findet unmittelbar:

1. Das Zeitintegral Z über die Winkelgeschwindigkeit

$$Z = \tau \cdot \left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{m+1}{2} \cdot \chi$$

hat mit der wirklichen Drehung σ im allgemeinen gar nichts zu tun. Nur ein einziger

Fall ist ausgenommen, nämlich wenn $m = +1$ ist, d. h. wenn sich die ganze Masse wie ein starrer Körper dreht (Figur 1 B). Hier fällt Z mit σ zusammen; der Wert von $Z = \sigma$ ist dann natürlich gerade gleich χ. Dagegen wird zum Beispiel für $m = -1$ die Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ Null — dies ist also der Fall (und zwar der einzige), in dem ein Geschwindigkeitspotential existiert — die wirkliche Drehung dagegen

$$\| \sigma \| = \chi - \mathrm{arctang}\, \chi$$

steigt von 0 stetig bis $+\infty$. Dieser Sonderfall stellt also eine Bewegung dar, die nach **Helmholtz wirbelfrei** ist, die man aber nicht als **drehungsfrei** bezeichnen kann.

2. Die Funktion $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ ist für alle m durchaus wesensverschieden von der wirklichen Drehung σ; zwischen beiden besteht lediglich der folgende Zusammenhang: die Funktion

$$\frac{1}{2}\,\mathrm{curl}\,\mathfrak{q}\,\| = \cos\chi \cdot \left(\mathrm{tang}\,\chi + \frac{m-1}{2}\,\chi \right)$$

wird überall da Null, wo

$$\chi = -\,\mathrm{arctang}\left(\frac{m-1}{2} \cdot \chi \right)$$

ist, mit dem Zusatze, daß hier alle Werte der Arcustangensfunktion gelten, mithin $\pm n\pi$ hinzutritt, wo n ganzzahlig ist; das heißt $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ wird überall da Null, wo $\sigma = 0$ oder $= + n\pi$ ist. Nur solange die **Drehung** σ nahezu Null ist, sind σ und $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ bis auf Größen höherer Ordnung einander gleich, und zwar für jedes m; dagegen hat das Nullwerden der **Winkelgeschwindigkeit** $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ gar keine nähere Beziehung zwischen σ und $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ zur Folge als die soeben für jedes beliebige m abgeleiteten. Bei der wirbelfreien oder Potentialbewegung hat also die Größe $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$, abgesehen von den Stellen, wo die Drehung σ Null oder $+ n\pi$ ist, von Null abweichende endliche Werte, und ihr Verlauf ist von dem Verlaufe der wirklichen Drehung — die ebenfalls, wie gezeigt, durchaus endliche Werte annimmt — gänzlich wesensverschieden.

Es möge nicht unerwähnt bleiben, daß schon die oben für die Fälle A, B und C gezeichneten Figuren einen Schluß auf das Auftreten von Drehungen zu ziehen gestatten. Insbesondere gilt das auch für den Fall der „Wirbelfreiheit"; hier erhält man zum Beispiel für ein Stück CD der x-Axe nach drei vollen Umdrehungen des Kreises, auf dem C liegt, die folgende Figur (2):

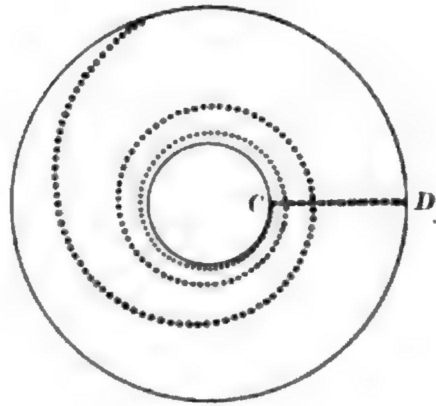


Fig. 2.

Da eine der Linie CD im Anfangszustande parallele und unendlich benachbarte Linie ihr immer entsprechend nahe bleiben muss, ergibt sich unmittelbar aus der Figur das Auftreten von Drehungen σ, die mit wachsendem χ bezw. φ zunehmen. Diese für die Drehung charakteristischen Spiralen kann man übrigens in der Natur leicht beobachten. Bei den gewöhnlichen, infolge der Reibung entstehenden Wirbeln in strömenden Gewässern weist der in die Wirbel hineingezogene, auf der Oberfläche befindliche Staub ähnliche Kurven auf; auch gibt jede Kaffeetasse Gelegenheit, sie herzustellen. So kann schon die alltägliche Erfahrung auf die Vermutung führen, daß auch bei wirbelfreien Bewegungen Drehungen der kleinsten Teilchen auftreten, was, wie wir gesehen haben, durch die Rechnung bestätigt wird.

Natürlich werden, wie ich nebenbei anmerken möchte, die Helmholtzschen Ergebnisse über Konstanz der Wirbelbewegungen durch diese Betrachtungen in keiner Weise beeinflußt. Nur dürfte es sich vielleicht empfehlen, den die „Wirbelbewegung" kennzeichnenden Ausdruck $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$, um jede Vermengung mit der „Drehung" zu verhüten und ihn ausdrücklich nur den von **Helmholtz** aufgefundenen „Wirbelbewegungen" zuzuordnen, nicht mehr „Drehungs"-, „Rotations"- oder „Winkel"-Geschwindigkeit zu nennen, sondern ausschließlich „**Wirbel-Geschwindigkeit**". — —

Die Erkenntnis, daß wirbelfreie Felder im allgemeinen endliche Drehungen und einen endlichen, von der Drehung verschiedenen Wert der Größe $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ liefern, nötigt nun zu dem Schlusse, daß die betrachtete angefangene Theorie der Gattung (0,1) nicht durchführbar ist. Da nämlich dort die Größe $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ mit der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ identifiziert wird, führt die Theorie zum Auftreten von endlichen magnetischen Feldstärken in Fällen, wo durch das Experiment nicht die Spur von Magnetismus gefunden ist, also zu einem Widerspruche mit der Erfahrung. Die Theorie muß demzufolge aufgegeben werden.

Auf ähnliche Weise müssen nun alle vorliegenden und alle von dem Schema gelieferten denkbaren Theorien in dieser Gattung und in

den 8 übrigen ausgebaut und geprüft werden. Das **Gesamtergebnis** der Untersuchung, soweit ich sie bisher habe führen können, ist folgendes.

Die Gattungen (1) bis (3) ergeben gar keine mit dem gegenwärtigen Stande der Wissenschaft verträgliche mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Bei den Undulations- oder Äthertheorien, Gattung (4) bis (9), ist zu unterscheiden zwischen Theorien mit kontinuierlichem und mit diskontinuierlichem Äther.

Von den Theorien mit kontinuierlichem Äther sind die vorliegenden sämtlich undurchführbar; die von vornherein denkbaren sind in Gattung (5), (6), (8), (9) undurchführbar, in Gattung (4) und (7) steht die Entscheidung über sie noch aus. Doch ist zu bemerken, daß man sowohl in Gattung (4) wie auch in Gattung (7) genötigt sein würde, auch abgesehen von der Frage nach den Drucken im reinen Äther, Hilfsannahmen zu machen, die durch die bisherige Theorie und Erfahrung nicht geboten erscheinen.

Bei den Theorien mit diskontinuierlichem Äther erweisen sich von den fünf vorliegenden zwei sogleich als undurchführbar, bei den drei übrigen ist die Untersuchung zurzeit noch nicht abgeschlossen. Doch würde die Entscheidung über diese drei vorliegenden Theorien, insbesondere wenn sie negativ ausfallen sollte, kaum eine große Tragweite besitzen, weil das allgemeinere Problem, nämlich die Frage nach den denkbaren diskontinuierlichen Theorien, in allen 6 Gattungen (4) bis (9) zurzeit noch eine Fülle von denkbaren Lösungen darbietet, bei denen vorläufig nicht einmal die exakte Formulierung, geschweige denn der Weg für die Entscheidung gefunden ist. Hauptsächlich rührt diese Unbestimmtheit davon her, daß innerhalb beträchtlicher Grenzen die Annahmen über die Größe der diskreten Teilchen, ihre Zahl, ihre physikalischen Eigenschaften usw. ganz willkürlich sind, namentlich nach der Seite der größeren Komplikationen hin keine Grenze angegeben werden kann. Infolgedessen vermag man über die Möglichkeit oder Unmöglichkeit einer diskontinuierlichen mechanischen Erklärung zurzeit nichts Gewisses auszusagen.

Als nächstes Ziel der Forschung wird nun die Entscheidung über die beiden Gattungen von denkbaren Theorien bezeichnet werden dürfen, die beim kontinuierlichen Äther übrig geblieben sind. Sollten sich auch diese letzten Versuche, mit einem kontinuierlichen Äther auszukommen, als undurchführbar erweisen, so würde zurzeit noch ein sehr großer Spielraum für die Möglichkeit einer „atomistischen" Erklärung bleiben.

Indessen würde dann doch ein Verweilen bei der Frage gestattet sein, ob man nicht überhaupt auf die mechanische Erklärung verzichten muß. Selbst wenn eine Erklärung durch ein diskontinuierliches Medium durchführbar sein sollte, kann man doch Bedenken tragen wegen der vielen neuen Komplikationen, die jede diskontinuierliche Äthertheorie notwendigerweise mit sich bringt. Solange diese Komplikationen nicht zur Entdeckung von neuen, der bisherigen Beschreibung durch elektromagnetische Begriffe unzugänglichen Erscheinungen führen, würde man berechtigt sein, eine diskontinuierliche mechanische Theorie der Elektrodynamik als „unökonomisch" zu verwerfen zugunsten der Beschreibung durch das elektromagnetische Begriffssystem.

Allerdings würde das Bedürfnis nach einer bindenden Entscheidung über diese Fragen die Forschung voraussichtlich auf den Weg einer versuchsweisen Erklärung mit diskontinuierlichem Äther drängen. Am Ende dieses Weges aber — darüber darf man nicht im Zweifel bleiben — kann auch ebensowohl die Erkenntnis stehen, daß eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen überhaupt unmöglich ist, einerlei ob durch den einen kontinuierlichen und überall gleichartigen Äther oder mit Hilfe eines diskontinuierlich gebauten Mediums.

Eine einheitliche Beschreibung, oder, wenn man will, Erklärung aller physikalischen Erscheinungen würde dadurch, wie zum Schluß noch hervorgehoben werden möge, in keiner Weise für ausgeschlossen erklärt. In diesem Falle würde eben entweder der von Herrn W. Wien eingeleitete Versuch einer elektromagnetischen Begründung der Mechanik, oder der Versuch einer Begründung sowohl der Mechanik als auch der Elektrodynamik auf einen gemeinsamen Boden, der weder als mechanisch noch als elektrodynamisch bezeichnet werden könnte, an die Stelle einer mechanischen Begründung der ganzen Physik eintreten. Freilich ist oft genug eine gegenteilige Ansicht ausgesprochen worden. Mit aller Kraft der apriorischen Gewißheit hat man behauptet, das „Wesen" der Elektrizität müsse unbedingt in verborgenen Bewegungs- und Spannungszuständen liegen, die ganze Physik müsse sich unbedingt mechanisch erklären lassen, der gesamten Welt müsse überall an jedem Orte ein „Ding an sich" im unverfälschten Sinne des Wortes als erschöpfendes mechanisches Erklärungsprinzip zugrunde liegen. Möglich, daß dem so ist; aber einen a priori zwingenden Beweis für solche Behauptungen hat niemand zu leisten vermocht, und so sind für die heutige Physik diese Spekulationen des wiedererstandenen Materialismus keinen Deut wertvoller als die

glücklich ausgeträumten Phantasien der Naturphilosophie aus dem Anfange des neunzehnten Jahrhunderts. Nur die stetige Arbeit der Wissenschaft vermag auf dem gesicherten Wege der mathematisch-physikalischen Untersuchung die Entscheidung zu bringen.

Diskussion.

Abraham (Göttingen): Wir wissen ja alle, daß die mechanischen Theorien in der Geschichte der Elektrodynamik eine große Rolle spielen. Es ist daher wertvoll, daß der Vortragende alles dies systematisch dargestellt hat. Es ist aber auch nicht ausgeschlossen, daß mechanische Theorien für die weitere Entwickelung der Elektrizitätstheorie von Bedeutung werden; Lorentz und andere wollen jetzt das mechanische Prinzip der Relativität auf die Elektrodynamik übertragen. Das setzt eigentlich schon voraus, daß man die elektrischen Erscheinungen mechanisch begreifen kann. Eine konsequent durchgeführte mechanische Theorie würde uns erst sagen, welches die Massen und ihre verborgenen Bewegungen in einem gegebenen elektromagnetischen Felde (etwa dem eines bewegten Elektrons) sind; sie würde insbesondere auch darüber Auskunft geben, wie die Hinzufügung einer gemeinsamen Translationsgeschwindigkeit zu den verborgenen Massenbewegungen die Elektronenbewegung abändert. Daher glaube ich, daß man nur auf Grund einer mechanischen Theorie die neueren Auffassungen von Lorentz wird durchführen können, und ich halte die Ausführungen des Vortragenden auch aus diesem Grunde für interessant.

Mie: Ich denke nicht so optimistisch über eine mechanische Theorie der Elektrizität. Herr Witte hat zunächst nachgewiesen, daß ein „Äther" für die mechanische Theorie unentbehrlich ist. Es ist nun aber schwierig, auf einen kontinuierlichen Äther den Begriff der Bewegung zu übertragen. Die Schwierigkeit beruht im Grunde darauf (das kann man an den Witteschen Untersuchungen immer verfolgen), daß eine Bewegung im Sinn der Mechanik notwendig die Zustände des Äthers konvektiv mit sich führen müßte. Dann könnten die Grundgleichungen des Feldes nicht mehr die hervorragendste Eigentümlichkeit der Maxwellschen Gleichungen behalten, nämlich daß sie linear sind. Man denke z. B. an die Grundgleichungen der Hydrodynamik in der Eulerschen Form.

Herr Witte hat nun bei zwei Gattungen von Theorien die Frage zunächst noch offen gelassen, ob eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen durch einen kontinuierlichen Äther möglich sei. Er hat die eine dieser Gattungen (4) oder (0,0) nach meinem Namen benannt, obwohl ich bei meinen Untersuchungen eigentlich nicht eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen ins Auge gefaßt hatte. Ich glaube, daß sie auf diesem Wege nicht möglich ist. Wie Herr Witte auch hervorhebt, zeichnet sich diese Gattung dadurch aus, daß die von ihr umfaßten Theorien noch außer den elektromagnetischen Kräften einen dritten Zustand voraussagen müssen, der bisher noch nicht entdeckt ist, nämlich eben den der Ätherströmung. Denn ohne Bewegung ist ja keine mechanische Übertragung der Energie möglich. Wir würden damit aus der Theorie des reinen Elektromagnetismus heraustreten. Ich neige nun zwar persönlich zu der Ansicht, daß eine rein elektromagnetische Erklärung der Natur nicht möglich ist, und das war für mich auch die Veranlassung, einmal zu sehen, was sich aus gewissen Ansätzen von Helmholtz, die dann W. Wien weiter geführt hatte, für eine Theorie der Ätherbewegungen ergeben möchte. Aber die Bewegungen, die ich herausbekommen habe, stehen gerade in den Fällen, wo der Poyntingsche Vektor nicht zyklisch verläuft, wo also wirklich Energie übertragen wird, in gar keiner einfachen Beziehung zum elektromagnetischen Feld, so daß also eine Erklärung der Energieübertragung durch sie ausgeschlossen ist. Ich kann mir nicht denken, daß sich überhaupt eine Theorie ersinnen läßt, nach der dieser dritte Zustand, die Bewegung, immer just in der Weise zu den beiden anderen Zuständen des Feldes hinzutritt, daß alle drei zusammen eine Energieübertragung im Sinne des Poyntingschen Satzes geben, nach welchem Größe und Sinn des Effektes doch schon durch die beiden Feldgrößen allein eindeutig fixiert sind. Deswegen glaube ich, daß diese Gruppe schon von vornherein fallen muß.

Nicht besser ist es mit der anderen Gruppe, der Helmschen (7) oder (ε,0), bestellt. Helm zerteilt die elektrische Spannung in zwei wesensverschiedene Teile, die statische Spannung und die dynamische Spannung. Ich glaube nicht, daß die Theoretiker damit einverstanden sein können. Das wäre gerade so, als wenn wir in der Mechanik die statische Spannung (z. B. bei der Kompression einer Flüssigkeit im Piezometer) und die dynamische Spannung (bei Verdichtung in Schallwellen) als zwei ganz wesensverschiedene Zustände behandeln wollten. (Ein anderes Analogon wäre vielleicht: Wirbelbewegung und Strömung, die ein Potential hat, als wesensverschiedene Zustände aufzufassen.)

So würde denn das Resultat der Witteschen Untersuchung sein, daß nur ein atomistisch gebauter Äther zur mechanischen Erklärung

der elektrischen Erscheinungen denkbar ist, weil nur in ihm Bewegungen der kleinsten Teilchen stattfinden können, die nicht mit Überführung des Stoffes in endliche Entfernungen verbunden sind. Aber eine atomistische Theorie wäre, wie der Vortragende ja auch selber ausgeführt hat, unökonomisch und deswegen zu verwerfen. Ich möchte nur darauf hinweisen, daß uns die Erscheinungen nicht den geringsten Anhalt geben, beispielsweise auch nur über die Größe der Ätheratome etwas auszusagen (außer daß sie unendlich viel kleiner sein müßten als die der Materie).

Als Endergebnis der Witteschen Arbeit müssen wir also wohl den Satz aussprechen: Eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen ist überhaupt zu verwerfen.

Koestler (Wiesbaden): Würde man bei atomistisch gebautem Äther ohne Fernwirkung auskommen können? Es müßten doch Zwischenräume zwischen den Ätheratomen vorhanden sein, so daß mit der Annahme einer atomistischen Konstitution des Äthers vermutlich wieder Fernkräfte hineinkommen würden.

Vortragender: Einen Anhaltspunkt für die Beurteilung dieser Frage bieten die sogenannten „mechanischen Modelle" für einzelne elektromagnetische Erscheinungen, die verschiedentlich, besonders von englischen Forschern, angegeben worden sind. Diese Modelle zeigen durchweg die Eigentümlichkeit, daß zwei verschiedene Arten von Ätheratomen zugrunde gelegt werden, d. h. also im Modell entweder: 1. Zahnräder und 2. Zahnstangen, oder 1. zahnlose Räder und 2. elastische Bänder, oder sonst irgend zwei andere verschiedene Elemente. Dabei kann man dann im Modell, soweit das Bild überhaupt anwendbar ist, ohne Fernkräfte auskommen. Indessen wird man freilich nicht behaupten dürfen, daß das bei allen denkbaren atomistischen Theorien ebenso sein müßte. Die allgemeinere Annahme ist sicherlich die, daß entsprechend den für die Moleküle ponderabler Körper gebräuchlichen Hypothesen auch bei den Ätheratomen Fernkräfte auf molekulare Entfernungen nötig sind. Immerhin dürfte auch dann in jedem einzelnen Falle die Möglichkeit offen bleiben, daß diese Fernwirkung von einem Molekül zum benachbarten später doch noch einmal durch einen verbindenden Mechanismus, also eine Feldwirkung, ersetzt werde.

Hauptsächlich aus diesem Grunde habe ich auch, wie ich noch anmerken möchte, den Begriff der Feldwirkung von vornherein ausdrücklich so gefaßt, daß solche Fernwirkungen auf molekulare Entfernungen zu den Feldwirkungen gerechnet werden. Das ist zulässig, weil jede Begriffsbestimmung bis zu einem gewissen Grade willkürlich ist; die entsprechenden denkbaren atomistischen Äthertheorien reihen sich damit nicht den Gattungen (1) und (2) ein, sondern den Undulationstheorien, Gattung (4) bis (9). Weitere Vorteile dieser Begriffsbestimmung werden Sie beim Durchlesen meiner oben erwähnten ausführlichen Veröffentlichung an verschiedenen Stellen herausfinden.

M. Reinganum (Freiburg i. B.), Eine neue Anordnung der Selenzelle.

Die üblichen Selenzellen haben den Nachteil, daß sich die Kontaktstellen zwischen Metall und Selen nicht ausreichend und in wohldefinierter Weise beleuchten lassen. Frei hiervon ist eine Anordnung, die von v. Uljanin (Wied. Ann. **36**, 241, 1888) in einer bei Kundt entstandenen Arbeit beschrieben ist. Eine dünne Selenschicht befindet sich zwischen zwei platinierten Glasplatten, die lichtdurchlässig sind, und gleichzeitig zur Zu- und Abführung des Stromes dienen. Die Beleuchtung geschieht senkrecht zu den Glasflächen. Uljanin beobachtete sehr starke elektromotorische Kräfte, die bei der Beleuchtung auftreten und bei Sonnenlicht bis 0,12 Volt gehen. Die Richtung der elektromotorischen Kraft entspricht einem Strome in Richtung des durchgehenden Lichtstrahles. Daß diese Art von Zellen sich in der Praxis nicht bewährt hat, liegt wohl daran, daß die dünnen Platinschichten einen sehr großen, gegen den Selenwiderstand wohl in Betracht kommenden Widerstand besitzen und daher keine starken Ströme erhalten werden können.

Ich suchte nun eine geeignete Querbeleuchtung zur Kontaktfläche, ohne großen Zuführungswiderstand, dadurch zu ermöglichen, daß ich ein Platinblech mit Selen überzog und dieses als Elektrode in einem Elektrolyt benutzte.[1] Als andere Elektrode diente entweder ein ebenso überzogenes Platinblech oder eine einfache Platinelektrode. Es zeigte sich nun, daß bei Beleuchtung sehr beträchtliche und äußerst regelmäßige elektromotorische Kräfte auftraten, die z. B. bei Anwendung einer Nernstlampe in 30 cm Entfernung noch die stärksten von Uljanin beobachteten elektromotorischen Kräfte überstiegen. Hierüber habe ich ausführlichere Messungsreihen angestellt. Das Auftreten von solchen elektromotorischen Kräften bei Berührung gegen eine Flüssigkeit ist nun nicht neu. Es existieren hierüber Arbeiten von Minchin (u. a. Nature **52**, S. 246), der in einer Reihe von organischen Flüssigkeiten die elektromotorischen Kräfte solcher Selenelektroden beobachtet hat, und auch auf die praktische Bedeutung hinweist, jedoch nur qualitative Resultate angibt. Ich möchte diese Arbeit besonders deshalb erwähnen, da diese Resultate ziemlich unbekannt zu

1) Um die Ausbildung der elektromotorischen Kraft rein zu beobachten, empfiehlt es sich, die nicht beleuchtete Seite der Elektrode mit Paraffin oder einer anderen isolierenden Substanz zu überziehen. (Nachträgliche Anm.)

sein scheinen, und z. B. auch in neueren Arbeiten, wo ebenfalls solche elektromotorische Kräfte gegen Elektrolyte beobachtet wurden, nicht erwähnt wird.

Bei meinen eigenen Versuchen ging ich darauf aus, die Selenschicht möglichst dünn zu machen, um den Widerstand möglichst herabzusetzen, um eine brauchbare Zelle, die auch Strom liefert, zu erhalten. Durch verschiedenes Ausprobieren fand ich schließlich folgende Methode als geeignet: Das Platinblech wird schwach mit Wasser angefeuchtet und kurze Zeit den dunkelgrünen Dämpfen von geschmolzenem Selen ausgesetzt. Es geschieht dies am besten in einem horizontal gehaltenen Probiergläschen, in dessen Mitte sich das Selen befindet, und das mit einem Bunsenbrenner erwärmt wird. Es schlägt sich dann eine dünne, zusammenhängende Selenschicht auf dem Platinblech nieder. Erhitzen in einem Luftbade auf ca. 180^0 C. verwandelt dann den Selenüberzug in die graue, metallisch leitende Modifikation.

Benutzt man nun als zweite Elektrode ein Platinblech, das man etwa quer stellt, um die Beleuchtung nicht zu verdecken, oder eine Netzelektrode aus Platin, so kann man bei intermittierender Beleuchtung bei Einschaltung eines Telephons einen deutlichen Ton hören. Dieser wird noch bedeutend verstärkt, wenn man in den Stromkreis Selenzelle-Telephon noch eine elektromotorische Kraft von ca. 0,6 Volt einschaltet, so, daß die mit dem Selen überzogene Elektrode mit dem negativen Pol verbunden wird. Eine solche elektromotorische Kraft kann man leicht durch Abzweigung erhalten, es läßt sich dann auch die günstigste Spannung ausprobieren, die je nach der angewandten Beleuchtungsintensität etwas verschieden ist. Mit Selenelektrodenflächen von etwa 1 qcm Größe und geringer erhält man Ströme bis ca. $^1/_{20}$ Millivolt, die auf ein empfindliches Telephon deutlich reagieren.

So gelang es, deutliche Übertragung des sprechenden Lichtbogens zu erhalten. Allerdings ist der Ton nicht so stark wie bei den bisherigen besten Selenzellen, da eine bestimmte Anlegespannung und damit Stromstärke nicht überschritten werden darf. Sonst löst sich das Selen der Elektrode auf. Dieselbe ist nur haltbar, wenn man unter einer gewissen Spannung bleibt.

Was mich nun besonders veranlaßte, mich näher mit der Zelle zu beschäftigen, war der Gedanke, daß, wenn die Trägheit der Selenzellen auf einer entstandenen, nur langsam zurückgehenden Polarisation beruht, diese sich an der freien Oberfläche eines Elektrolyts am leichtesten ausgleichen kann, somit zu erwarten war, daß die Trägheit der beschriebenen Selenzelle eine möglichst geringe sei. Dies scheint in der Tat der Fall zu sein, allerdings kann ich über diesen Punkt noch keine bestimmte Mitteilung darüber machen. Mir stand kein Einthoven-Galvanometer zur Verfügung, das hierfür geeignet ist, und die Untersuchung soll von anderer Seite ausgeführt werden. Doch scheinen die Zellen sich hierin von den sonstigen zu unterscheiden.

Ich bemerke noch, daß die Untersuchung nicht abgeschlossen ist, möchte aber bei der praktischen Bedeutung, die die Selenzelle überhaupt besitzt, durch diese Mitteilung auch andere veranlassen, Untersuchungen in der beschriebenen Richtung auszuführen.

(Eingegangen 16. Oktober 1906.)

Diskussion.

Spies (Posen): Was für Elektrolyte sind benutzt worden?

Vortragender: Namentlich schweflige Säure. Zuerst arbeitete ich mit Kochsalzlösung. Damit bekam ich ziemlich schlechte Resultate. Ich überlegte dann, wenn sich selenige Säure bildet, wird dieselbe wieder durch schweflige Säure zu Selen reduziert. Deshalb nahm ich diese und bekam mit ihr gute Resultate. Auch mit Salzsäure bekommt man gute Resultate. Bei schwefliger Säure haben sich die Selenzellen auch sehr gut gehalten.

Weber (Heidelberg): Ich möchte mir die Frage gestatten, wie kann die Auflösung erfolgen, wenn das Selen Kathode ist?

Vortragender: Le Blanc hat kürzlich Versuche publiziert, wonach Tellur und Selen kathodisch auch in Lösung gehen können. Dies zeigt sich auch bei meinen Versuchen.

M. Reinganum (Freiburg i. B.), Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle.

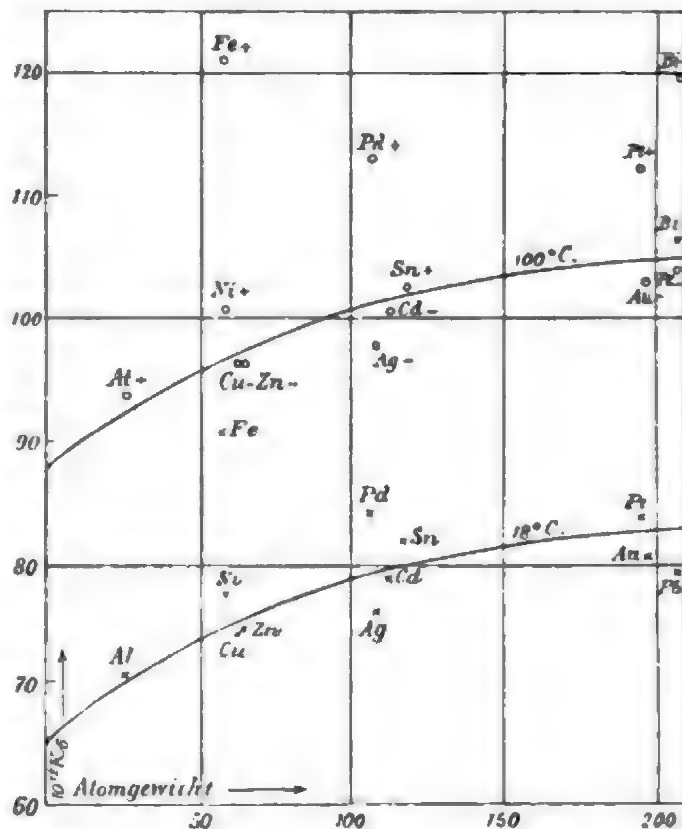
Die Elektronentheorie führt bekanntlich zu einer Berechnung des Verhältnisses von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle, die sich in der Größenordnung sehr gut bestätigt hat. Sie führt jedoch in der einfachsten Form zu ein und demselben Wert für alle Metalle, während dieselben in Wirklichkeit doch beträchtlich untereinander abweichen.

Die Drudesche Theorie sieht nun eine Beziehung dieser Abweichungen zu den Thermokräften usw. vor, leider ist jedoch nur eine einzelne numerische Rechnung hierüber ausgeführt. Die Lorentzsche Theorie führt zu ein und demselben Wert für alle Metalle, stimmt also in der Beziehung nicht mit der Erfahrung. In der Lorentzschen Theorie werden alle Metallatome als von unendlich großer Masse gegen die Elektronen und als ruhend angenommen, so daß jedenfalls von vornherein ausgeschlossen

ist, daß etwa das Atomgewicht des Metalls eine Rolle spielt.

Es schien mir daher zunächst zweckmäßig zu sein, rein empirisch nach Beziehungen von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ (Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung) zu anderen physikalischen Eigenschaften zu suchen.

Schon bald nach Entdeckung des Gesetzes von Wiedemann und Franz suchte man das bedeutend zu große $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei Eisen mit dessen ferromagnetischem Charakter zu begründen. Der magnetische Charakter bestimmt nun aber keineswegs die Reihenfolge der Werte von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei allen Metallen. Ebenso zeigt auch das Atomgewicht keinen deutlichen Einfluß, wenn auch bei kleinem Atomgewicht $\frac{\varkappa}{\sigma}$ in bestimmten Fällen, z. B. bei Aluminium, sehr klein ist. Also das Atomgewicht ist jedenfalls allein auch nicht bestimmend. Ich zeichnete nun nach den Beobachtungen von Jäger und Diesselhorst[1]) ein Diagramm, in dem die Abszisse das Atomgewicht, die Ordinate die Größe $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bildet, und zwar zunächst für die Beobachtungen bei 100⁰. Es zeigte sich nun, daß man eine gerade Linie von links nach rechts aufsteigend durch die Beobachtungen so hindurchlegen konnte, daß die $\frac{\varkappa}{\sigma}$ aller paramagnetischen Körper über der Linie, die der diamagnetischen unter derselben lagen. D. h. man hat sowohl einen Einfluß des Atomgewichts, als auch des magnetischen Charakters auf $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Bei den Beobachtungen bei 18⁰ ließ sich jedoch keine gerade Linie finden, die dasselbe leistete. Es ließ sich nun aber eine Kurve zweiten Grades finden, die sowohl durch die Beobachtungen bei 100⁰, wie bei 18⁰ gelegt unterhalb der paramagnetischen und oberhalb der diamagnetischen Körper verläuft, d. h. die Abhängigkeit vom Atomgewicht durfte nur nicht als linear angenommen werden (s. Figur). Die Abweichungen der Einzelwerte nach oben und unten von der Kurve geben sogar ein ungefähres Maß für die relative Größe des Paramagnetismus oder Diamagnetismus. Eine ganz analoge Kurve erhält man nach den Beobachtungen von Lorenz. Diese Beobachtungen enthalten ein Metall, das von Jäger und Diesselhorst nicht untersucht wurde, Magnesium. Dasselbe hat ein kleines Atomgewicht, soll also ein kleines $\frac{\varkappa}{\sigma}$ zu haben. Andererseits ist es paramagnetisch, muß also



über der Kurve liegen. Beides ist in der Tat der Fall, so daß diese Übereinstimmung für mich ein experimentum crucis bildete.

Fragt man nun nach einer Erklärung der Regelmäßigkeit, so kann sie, was die Abhängigkeit vom Atomgewicht betrifft, vielleicht in kinetischen Gründen, was die Abhängigkeit von der Magnetisierungszahl betrifft, vielleicht in folgendem gesucht werden. Ein paramagnetisches Metall enthält nach den neueren Anschauungen Elektronen, die Kreisströme um bestimmte Zentren ausführen und die durch ein äußeres Magnetfeld gerichtet werden. Diese Elektronen können zur Elektrizitätsleitung, da sie wesentlich an einen Platz gebunden sind, nichts oder wenig beitragen, wohl aber können sie beim Energieaustausch, d. h. bei der Wärmeleitung, durch Stöße mit den Nachbaratomen mitwirken. Je paramagnetischer ein Metall ist, um so mehr derartige Elektronen enthält es, die Kreisströme ausführen; die Zahl der Elektronen, die zur Wärmeleitung beitragen, ist also größer als die zur Elektrizitätsleitung beitragen, $\frac{\varkappa}{\sigma}$ ist also größer. Diamagnetismus wäre als Mangel an solchen Elektronen aufzufassen. Es gibt nun doch eine Ausnahme von der oben mitgeteilten Regel. Während sich nämlich 12 Metalle in dieselbe einordnen, fällt ein Metall, Wismut, heraus. Der Wert von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ liegt bei Wismut trotz seines starken diamagnetischen Charakters bedeutend über der Kurve. Man

1) Sitzungsber. d. k. Ak. d. Wissensch. zu Berlin 33, 2, S. 719, 1899.

kann dies darauf zurückführen, daß man den Diamagnetismus von Wismut anders erklärt, als den der übrigen Metalle. Die elektrische Leitfähigkeit von Wismut ist bei Wechselstrom bekanntlich größer als bei Gleichstrom. Herr Gans hat das kürzlich dadurch zu erklären gesucht, daß Wismut gebundene Elektronen hat, die daher nur bei sehr kurz dauernden elektrischen Strömen etwas zur Leitfähigkeit beitragen können.

Nehmen wir ebenfalls solche Elektronen an, so erklärt sich der große Wert von $\frac{x}{\sigma}$ bei Wismut, indem diese Elektronen nur zur Wärmeleitung, nicht aber zur Leitfähigkeit bei konstanten Strömen beitragen. Der abnorme Diamagnetismus des Wismuts würde auf dieselben Elektronen zurückzufuhren sein, welche durch Induktion Kreisströme ausführen, falls das Metall in ein Magnetfeld gebracht wird, während man sich den gewöhnlichen Diamagnetismus im Prinzip auch durch induzierte Kreisströme, aber durch eng zum Atom gehörige Elektronen hervorgerufen, denken kann.

Diskussion.

Grüneisen (Charlottenburg): Ich wollte zu den zugrunde liegenden Versuchen mir die Bemerkung gestatten, daß Jaeger und Diesselhorst meines Wissens kein sehr reines Eisen hatten, und das fällt doch für die Größe des Leitverhältnisses auch ins Gewicht. Lorenz hat, soviel ich weiß, sehr reines Eisen gehabt. Liegt auch dafür der Punkt oberhalb der Kurve?

Vortragender: Bei Lorenz liegt der Wert auch über der Kurve, aber nicht so stark, wie bei Jaeger und Diesselhorst, Eisen zeigt nach diesen Versuchen wohl einen ausgesprochenen paramagnetischen, nicht aber seinen sogenannten ferromagnetischen Charakter.

O. Lehmann (Karlsruhe), Flüssige und scheinbar lebende Kristalle.

Physik und Chemie sind für den Arzt von Interesse, weil sie ihm wertvolle Hilfsmittel in Form von Instrumenten und Medikamenten bieten; wenn aber seit nunmehr 78 Jahren die Vertreter der exakten Wissenschaften zusammentagen mit Biologen und Medizinern, so ist der Grund ein tieferliegender; es ist der Gedanke, die Stoffe und Kräfte, welche in der organischen Natur sich betätigen, seien im Grunde die gleichen, mit welchen sich auch Physiker und Chemiker beschäftigen, auch ihr Verhalten, ihre Wirkungsweise sei ganz denselben Gesetzen unterworfen, wie in der leblosen Natur.

Freilich ist trotz aller Naturforschung heute das Leben noch ebenso ein Rätsel wie früher. Nach der gewöhnlichen Auffassung — Haeckel nennt sie die dualistische — besteht jedes Lebewesen aus zwei Faktoren — speziell der Mensch aus Leib und Seele. Wollen wir aber jedem Lebewesen eine Seele zusprechen, so treffen wir auf eigenartige Schwierigkeiten. Wir haben im Garten einen Regenwurm herausgeschaufelt und ihn zufällig mit dem Spaten mitten entzwei geschnitten. Welche Hälfte enthält nun die Seele? Oder ist die Seele auch zerschnitten worden? Beide Hälften kriechen fort und heilen wieder zu normalen Würmern aus! Oder wir schneiden einen Zweig von einem Weidenbaum und pflanzen ihn in die Erde. Er wächst mit der Zeit zu einem Baum aus. Haben wir beim Abschneiden einen Teil der Baumseele mit abgeschnitten, ist diese dann mit dem jungen Baum gewachsen und wovon? Oder — es fällt ein nahezu reifer Apfel vom Baume — anscheinend eine tote Materie. Aber im Keller reift er weiter aus, notwendig muß auch er noch Leben enthalten. Freilich er ist ein recht unvollkommenes Lebewesen; schließlich tritt Fäulnis ein, er zerfällt — sagen wir kurz — in Moleküle und Atome. Sind diese tot oder besitzen etwa auch sie noch Leben, wie der vom Baume gefallene Apfel? Eine müßige Frage! wird mancher sagen, wer weiß, ob es überhaupt Atome gibt, gesehen hat sie ja noch niemand! Das ist nun zwar richtig, aber entbehren können wir sie deshalb doch nicht, wir brauchen sie notwendig, um die Naturerscheinungen zu begreifen! Ein Knabe betrachtet staunend die Arbeit eines Schmiedes. Er wird versuchen sie zu begreifen. Wann hat er sie vollkommen begriffen? Dann, wenn er in der Lage ist, sich wenigstens in Gedanken an die Stelle des Schmiedes zu stellen und durch die Muskelkraft seines eigenen Armes das Eisen in gleicher Weise zu formen. Ganz so ergeht es uns mit den Naturerscheinungen. Begriffen haben wir sie erst dann, wenn wir sie auffassen können als Wirkungen von Kräften von der Art unserer Muskelkraft, die ausgeübt werden von Wesen, ebenso unteilbar wie unser eigenes Ich, also von Individuen — und dies sind eben die Atome.

Ein fernes Altertum, welches die Atome noch nicht kannte, bevölkerte die ganze Welt mit unsichtbaren Dämonen, welche die Ursache der Naturerscheinungen sein sollten — die Sonne, das Meer, der Wind, jeder Fluß, jede Quelle, jeder Baum sollte einer Gottheit zugeordnet sein, einem unsichtbaren Wesen mit freiem Willen, wie ihn der Mensch besitzt. Aber die Beobachtung brachte mit der Zeit immer eindringlicher zur Erkenntnis, daß nicht alles willkürlich ist in der Natur, daß es feste Naturgesetze gibt und schließlich schrumpften die Dämonen zusammen zu Atomen, die von ihrem Willen so wenig Gebrauch machen wie die Fliege, die einem unwiderstehlichen Drange

folgend der leuchtenden Flamme zufliegt und darin verbrennt.

Wohl sind also die Atome eigentlich Spiegelbilder unseres eigenen Ich; das hindert aber keineswegs, daß sie wirklich existieren und selbst wer darauf verzichtet, die Naturerscheinungen begreifen zu wollen, sieht sich genötigt, ihre Existenz hypothetisch anzunehmen, weil es eine Menge von Naturerscheinungen gibt, zu deren Beschreibung unser Wortschatz ohne ihre Zuziehung gar nicht ausreichen würde, wir müßten geradezu unendlich viele neue Worte erfinden!

Beschränken wir uns darauf, zu sagen, die Naturerscheinungen verlaufen so, „als ob" die Körper aus Atomen beständen, so steht es uns frei, der Phantasie die Zügel schießen zu lassen und uns unter diesen winzigen unsichtbaren Dämonen eine Art Lebewesen niedrigster Ordnung vorzustellen. Freilich die neuesten Forschungen über den Durchgang von Lenard-, Röntgen- und Becquerelstrahlen durch die Materie, lassen vermuten, daß die Atome der Chemiker nicht die kleinsten Teile sind, daß sie aus noch kleineren Urteilchen, in relativ großen Abständen bestehen, daß sogar sehr heftige Bewegungsvorgänge sich in ihnen vollziehen, die bedingen, daß beim Zerfall der Radiumatome große Energiemengen frei werden; indes dann wären eben die elementarsten Lebewesen jene unfaßbar kleinen Bestandteile der Atome. Man wird da einwenden, diesen könnten ja keine der Eigenschaften zukommen, die das Leben charakterisieren, vor allem nicht die Selbstregulation aller Funktionen. Indes denken wir an ein Blatt, das vom Baume gefallen ist, das noch einige Zeit lebt und dann verdorrt, oder an Galvanis Froschschenkel, tot und doch belebt unter dem Einfluß elektrischer Ströme, oder an das ausgeschnittene Herz, das noch lange fortpulsiert beim Durchleiten von Salzwasser, so ist auch hier die Selbstregulation eine recht unvollkommene und denken wir gar an das keimfähige 4000 Jahre alte Samenkorn im ägyptischen Königsgrab, und an das andere, welches auch noch in flüssiger Luft bei -200^0 seine Keimfähigkeit behält, so will es scheinen, daß es dem Begriff des Lebens nicht widerspricht, wenn Funktionen überhaupt nicht stattfinden, daß es auch latentes Leben gibt. Warum sollte solches nicht auch den Urteilchen zukommen? Wir gelangen zur monistischen Auffassung von Haeckel, alle Materie lebt, die höheren Lebewesen sind nur Vereinigungen von niedrigen, in ähnlicher Weise wie ein Volk, ein Staat eine Vereinigung von vielen Individuen ist und seine höhere Leistungsfähigkeit dem Zusammenwirken dieser Glieder verdankt. Tod ist nur Trennung derselben, nicht Trennung von Leib und Seele.

Während aber die Bildung eines Vereins im Leben der Menschen keine besonders schwierige Sache ist, so beobachten wir — Fälle sog. Symbiose, wie die Vereinigung von Algen und Pilzen zu Flechten abgerechnet — Aggregation einfacher Individuen zu Komplexen in der Natur niemals und gar Aggregation von Atomen, auch nur zu Bakterien, die sog. Urzeugung oder Generatio spontanea, scheint, schon nach den großen Erfolgen der medizinischen Wissenschaft auf dem Gebiete Sterilisierung, vollkommen ausgeschlossen. Dabei kann man gar nicht einmal sagen, die Atome hätten kein Bestreben sich zusammen zu lagern, die Aggregation derselben sei ein irreversibler Prozeß in dem Sinne, wie Wärme nicht von selbst von einem kalten zu einem heißen Körper übergehen kann. Selbst geordnete Vereinigung von Atomen erfolgt vielmehr sehr häufig, es entsteht dann aber nicht ein Lebewesen, sondern ein Kristall.

Oder könnte vielleicht ein Kristall auch als Lebewesen aufgefaßt werden, läßt doch im 2. Teil von Goethes Faust die Phantasie des Dichters sogar ein höheres Lebewesen, den Homunculus, durch Kristallisation entstehen!? Haeckel hat in der Tat an verschiedenen Stellen seiner Schriften die Meinung ausgesprochen, zwischen Kristallen und niedrigsten Lebewesen bestehe eine nahe Verwandtschaft. Sicherlich gibt es im Verhalten beider eine Menge von Analogien, die sich besonders demjenigen darbieten, der die Kristalle nicht in einem mineralogischen Museum studiert, sondern während ihrer Bildung. Schon die Fähigkeit zu wachsen an sich ist eine solche Analogie, denn amorphe Körper (Harze, Gläser usw.) wachsen nicht und gar häufig beobachten wir Formen, die lebhaft an die Formen im Reiche der Organismen erinnern.[1]) Lassen wir z. B. Salmiak aus erkaltender wässriger Lösung kristallisieren; so entstehen tannenbaumähnliche Skelette — Projektion —, deren Verästelung um so feiner wird, je mehr durch Abkühlung der Kristallisationsprozeß beschleunigt wird. Kristalltrümmer von naphtionsaurem Natrium, in wässriger Lösung erwärmt bis sie sich auf wenige gerundete Reste aufgelöst haben, ergänzen sich beim Abkühlen zu scharfkantigen Tafeln — Projektion —. Den Kristallen kommt also auch Regenerationsvermögen zu, die Fähigkeit, Verletzungen auszuheilen. Jedes noch so kleine Fragment wirkt als Kristallisationskern vergleichbar dem Keim bei Organismen. Erwärmen wir bis alle diese Kerne verschwunden sind, so tritt kein Kristall mehr auf, die Lösung wird übersättigt.

1) Ihre Farben- und Formenpracht haben bereits Martin Frobenius Ledermüller veranlaßt, sie in sein im Jahre 1763 erschienenes Werk „Mikroskopische Gemüts- und Augenergötzung" aufzunehmen, soweit sie damals bekannt waren.

Freilich darf die Übersättigung nicht zu weit getrieben werden, sonst treten doch — und das ist eben ein wesentlicher Unterschied gegenüber den Lebewesen — von selbst Keime auf.

Dabei können wir eine merkwürdige Beobachtung machen. Lebewesen können sich gegenseitig aufzehren, Kristalle auch. Aus der stark überkühlten Lösung entstehen zunächst ganz anders geformte großblättrige Kristalle, die namentlich zwischen gekreuzten Nicols sehr deutlich hervortreten. Bald entstehen aber auch da und dort die gewöhnlichen Kristalle und in kürzester Frist zehren diese ringsumher die zuerst entstandenen großen Blätter auf — Projektion —.

Auch fremde Stoffe kann ein Kristall in sich aufnehmen. Setzen wir z. B. dem zuerst erwähnten Salmiakpräparat auf einer Seite Eisenchlorid zu, welches die Lösung rotgelb färbt, so werden hier alle Kristalle auch rotgelb und zwar beträchtlich dunkler als die Lösung, sie ziehen durch Adsorption den Farbstoff an sich heran, werden aber dadurch, wie aus der Reduktion der tannenbaumähnlichen Formen zu vierblättrigen Blumen — Projektion — ersehen werden kann, in ihrem Wachstum bedeutend gestört — es tritt Vergiftung ein. Noch auffälliger tritt diese Störung zutage bei den, für sich farblosen, Meconsäurekristallen, die in einer mit Anilinviolett gefärbten Lösung wachsen. Je dunkler sich die Kristalle färben, um so stärker die Verzerrung – Projektion —, es entstehen eisblumenartige und schließlich ganz unförmliche knorrige Gebilde — Projektion —. Häufig ist der Effekt solcher Störungen die Bildung radialfasriger kugelförmiger Gebilde — Projektion —, die besonders in polarisiertem Licht, z. B. bei Cholesterylacetat — Projektion — einen prächtigen Anblick gewähren.

Bestehen nun auch, wie gezeigt, manche Analogien zwischen Kristallen und Organismen, so kann man umgekehrt auch wesentliche Unterschiede konstatieren. Vor allem sind Lebewesen weiche, manchmal eiweißartige flüssige Gebilde, während Kristalle als typische starre Körper gelten, hat man doch an die Möglichkeit der Existenz fließender und flüssiger Kristalle bis in die neueste Zeit gar nicht gedacht. Der Unterschied scheint so groß, wie der zwischen Kolloiden und Kristalloiden, die man gewissermaßen als diametral entgegengesetzte Formen der Materie aufzufassen gewohnt ist.

Daß es flüssige Kristalle nicht geben kann, lehrt anscheinend die Theorie. Im Gaszustand bewegen sich die Moleküle geradlinig, etwa so wie Erbsen, die in einer Schachtel geschüttelt werden, im Flüssigkeitszustand kriechen sie ohne jede Ordnung durcheinander wie Würmer. Bei der amorphen Erstarrung hört das Kriechen auf, aber sie bleiben ungeordnet; findet Kristallbildung statt, so ordnen sie sich zu einem regelmäßigen Punktsystem oder Raumgitter — Demonstration eines Modells —.

Manchmal sind zweierlei Raumgitteranordnungen möglich, es entstehen zwei dimorphe Modifikationen mit ganz verschiedenen Eigenschaften — Projektion —. Erhitzt man z. B. rotes Quecksilberjodid, so klappt das System der Moleküle in ein anderes Raumgitter um, die Masse wird gelb. Beim Abkühlen wird sie wieder rot. Wenn ich Eisen schmiede, so zerstöre ich das Raumgitter der Eisenkristalle — Projektion —, das Eisen wird amorph. Durch Erschütterungen kann es im Lauf langer Zeiträume wieder kristallinisch werden und verändert damit seine Eigenschaften, es wird brüchig. Gäbe es Kristalle von solcher Weichheit, daß sie fließen könnten, so wäre hiernach dieses Fließen kein wahres Fließen, sondern eine beständige Umlagerung in andere Modifikationen, verbunden mit fortwährendem Wechsel der Eigenschaften.

Bereits im Jahre 1876 habe ich nun aber beobachtet, daß die oberhalb 146 Grad beständige Modifikation des Jodsilbers, die man bis dahin für eine zähe Flüssigkeit gehalten hatte, in Wirklichkeit aus äußerst weichen Kristallen besteht, welche ohne die geringste Änderung ihrer Eigenschaften fließen können wie eine Flüssigkeit. Hieraus folgt, daß die bisherige sog. Raumgittertheorie, nach welcher die Eigenschaften eines Stoffes abhängig sein sollen von der Art der Aggregation der Moleküle, und die Existenz fließender Kristalls ausgeschlossen ist, unrichtig sein muß. Hegel hat einmal in solchem Falle gesagt, wenn die Theorie nicht stimmt, um so schlimmer für die Tatsachen! Die Lehrbücher haben sich bisher mit der Schwierigkeit in der Weise abgefunden, daß sie die Existenz fließender Kristalle einfach ignorierten. Indes die Zeit förderte eine Menge weiterer Beispiele zu tage, heute schon über ein halbes Hundert! Eine jedermann bekannte fließend-kristallinische Masse ist die Schmierseife — Projektion. Das schönste Beispiel ist wohl der von Vorländer entdeckte Paraazoxybenzoesäureäthylester — Projektion —. Die wachsenden Kristalle befinden sich in lebhafter Bewegung, die dadurch entsteht, daß, sobald zwei Kristallindividuen in Berührung kommen, sie mit einem heftigen Ruck zu einem neuen einheitlichen Kristall zusammenfließen wie zwei Flüssigkeitstropfen. Neuerdings gelang es Herrn Vorländer bei einem Präparat von Azoxybromzimtsäureester fließende Kristalle in Form langer gerader Säulen mit scharfen Endflächen zu photographieren — Projektion.

Noch auffälliger ist Guttermanns Para-

azoxyphenetol, welches so leicht fließt wie Wasser und ebenso wie dieses freischwebend in kugelförmigen Tropfen auftritt, die aber eine innere Struktur besitzen. Schon bei Betrachtung in gewöhnlichem Licht kann man diese Struktur dadurch erkennen, daß der Tropfen, wenn man in einer bestimmten Richtung, der der Symmetrieachse, hindurchsieht, einen dunkeln Kern im Zentrum zu enthalten scheint, bei Durchsicht quer zur Symmetrieachse dagegen eine bikonvexe Linse — Projektion —. Diese Gebilde existieren in Wirklichkeit nicht, sie werden nur vorgetäuscht durch die Lichtbrechung. Zwei Kristalltropfen in Berührung gebracht fließen zusammen wie zwei Wassertropfen, haben für einige Zeit noch zwei Kerne, zwischen welchen sich ein dritter abweichend gestalteter dunkler Punkt geltend macht — Projektion —; nach und nach wird aber die Struktur vollkommen einheitlich, man sieht dann nur noch einen Kern. Beim Zusammenfließen mehrerer Kristalltropfen, werden die Erscheinungen entsprechend komplizierter — Projektion —.

Im polarisierten Licht verrät sich die Struktur durch den auftretenden Dichroismus, d. h. durch das Erscheinen weißer und gelber Felder — Projektion —, die beim Drehen des Präparats ihre Lage vertauschen. Zwischen gekreuzten Nicols erhält man bei passender Dicke des Präparats schöne Interferenzfarben, ganz wie bei festen Kristallen — Projektion —.

Stört man die Struktur eines polyedrischen oder kugelförmigen flüssigen Kristalls und überläßt ihn sich selbst, so nimmt er alsbald wieder seine normale Struktur an, ein Analogon der Erscheinung, daß z. B. eine Amöbe auch durch beliebige Verzerrungen nicht in einen amorphen Eiweißklumpen verwandelt wird. Das Zusammenfließen zweier Kristalltropfen zu einem einheitlichen Individuum kann als Analogon der Kopulation niederer Lebewesen betrachtet werden. Solche Kopulation zwischen verschieden gearteten Individuen führt auf biologischem Gebiet zur Bastardbildung; auch auf dem Gebiet der flüssigen Kristalle ist Kreuzung möglich, wir erhalten Mischkristalle und, falls die sich mischenden Stoffe erheblich verschieden sind, eigentümliche Strukturstörungen, z. B. Tropfen aus zusammengeschichteten Lamellen, die so fein sein können, daß stärkste Vergrößerung dazu gehört, sie wahrzunehmen — Projektion —. Neuerdings konnte ich sogar Mischkristalle aus zwei fließend-kristallinischen Modifikationen desselben Stoffs, speziell bei F. M. Jaegers Cholesterylcaprinat beobachten, wobei das Mengenverhältnis der beiden Komponenten durch prächtige Farbenerscheinungen zum Ausdruck kommt, die an das Schillern von Schmetterlingsflügeln erinnern.

Höchst merkwürdige Erscheinungen zeigen sich bei Vorländers Paraazoxyzimtsäureäthylester. Unter geeigneten Umständen nehmen hier die flüssigen Kristalle, eigentlich hemimorphe Pyramiden, gewöhnlich mit gerundeten Kanten und Ecken, die Form einseitig abgeplatteter Kugeln an, wie die Bilder — Projektion — schematisch zeigen. Zwei solche Kugeln, in übereinstimmender Stellung kopuliert, geben einen einheitlichen Tropfen; bei abweichender Stellung resultiert ein Tropfen mit zwei Abplattungen (oder mehr, wenn mehr als zwei Tropfen zusammenfließen); treffen sich aber die beiden Komponenten mit den Abplattungsflächen, so bleiben sie einfach aneinander haften, einen Zwilling oder Doppeltropfen bildend, ohne zusammen zu fließen. Auch von selbst können solche entstehen; aus der Abplattungsfläche eines Tropfens kann eine Knospe hervorwachsen — Projektion —, die leicht abfällt, wenn sie gleiche Größe erreicht hat, ein Analogon der Vermehrung durch Knospenbildung bei Lebewesen. Der Doppeltropfen kann sich auch zu einem bakterienartigen Stäbchen oder zu einem sehr langen schlangenförmigen Gebilde ausdehnen — Projektion —, er wächst, wie Organismen, durch eine Art Innenaufnahme, die Dicke bleibt immer gleich, während ein gewöhnlicher Kristall durch Apposition, d. h. Anlagerung der neuen Teilchen auf der Oberfläche, sich vergrößert. Ganz wie Bakterien können solche Stäbchen oder Schlangen vorwärts oder rückwärts kriechen und sich gleichzeitig hin- und herschlängeln, oder um ihre Achse drehen. Das Allermerkwürdigste aber ist, daß sie sich ähnlich wie Bakterien von selbst in zwei oder mehrere Teile teilen können, die nun selbst wieder sich als vollkommene Individuen verhalten und weiterwachsen — Projektion —. Eine besonders schöne Photographie solcher „Kristallwürmer" von Vorländers Paraazoxybromzimtsäureäthylester stellte mir Herr Dr. Siedentopf zur Verfügung — Projektion.[1])

Man sieht, die von der bisherigen Physik und Kristallographie für unmöglich gehaltenen flüssigen Kristalle haben die Zahl der Analogien zwischen Kristallen und Lebewesen beträchtlich erhöht. Befriedigt wird der Anhänger des Monismus ausrufen, wir haben es ja vorausgesagt; eine solche Brücke zwischen Kristallen und Lebewesen mußte notwendig gefunden werden, die Entdeckung bildet eine glänzende Bestätigung

1) Zu meinem Bedauern sind die Einrichtungen in diesem Saal, insbesondere die Verdunkelung, zu unvollkommen, um Ihnen in natura die Erscheinungen vorführen zu können. Die optische Werkstätte C. Zeiß in Jena, deren speziell für diesen Zweck (von Herrn Dr. Siedentopf) konstruierten Apparate sich in der Ausstellung befinden, hat sich übrigens in sehr freundlicher Weise bereit erklärt, die Experimente denjenigen, die sich dafür interessieren, zu geeigneter Zeit vorzuführen, wie in dem Tageblatt bekannt gegeben wird.

unserer Theorie! Mit nichten! wird der Anhänger des Dualismus entgegnen, denn der Umstand, daß zwischen festen und flüssigen Kristallen kontinuierliche Übergänge bestehen, beweist, daß die fraglichen Gebilde nicht wirkliches, sondern nur scheinbares Leben besitzen. Sie sind ein vortrefflicher Beweis für die Richtigkeit unserer Lehre, denn sie zeigen, daß manches, was bisher mangels physikalischer Analogien als Lebensäußerung aufgefaßt wurde, auf rein physikalischen und chemischen Wirkungen beruht. Dadurch wird es möglich sein, die Schwierigkeiten, welche die Annahme einer Seele in jedem auch dem kleinsten Lebewesen bereitete, zu beseitigen, man wird durch weitere Erforschung der neu aufgefundenen Kräfte dahin gelangen können, genau zu präzisieren, welche Wirkungen lediglich durch Kraft und Stoff in toter Materie hervorgebracht werden und wo das eigentliche Leben beginnt.

Wie dieser Streit auch endigen mag, den Physiker wird es freuen, wenn er zu recht gründlicher Untersuchung der Erscheinungen führt, denn von dieser ist wesentliche weitere Aufklärung über die Wirkung der Molekularkräfte und die Molekularkonstitution der Stoffe zu erhoffen.

Was nützt denn das für die Praxis, wird man fragen? Nun, der Physiker sucht nur die Wahrheit. Wohl wird der Arzt vielleicht daraus Nutzen ziehen. Doch es bietet sich noch ein Ausblick nach ganz anderer Richtung! Unsere Wärmemotoren sind äußerst unvollkommen, sie verwandeln die kostbare chemische Energie der Kohle zunächst ganz unnötigerweise in die sehr minderwertige Energie der Wärme. Die Organismen sind darin viel geschickter. Könnten wir ihren Muskelapparat nachahmen, so verschwänden mit einem Schlage die Dampfmaschinen, es würde sich eine neue Maschinentechnik herausbilden, deren Maschinen mit weichen und halbflüssigen Stoffen arbeiten, ja es würde vielleicht gelingen, jenen äußerst leichten und dennoch äußerst ergiebigen Motor zu erfinden, dessen Mangel das größte Hindernis für die bis jetzt so sehnlich und doch vergeblich erhoffte praktische Entwicklung der Flugtechnik bildet.

(Eingegangen 14. September 1906.)

R. Börnstein (Berlin). Der neuerrichtete öffentliche Wetterdienst für Norddeutschland.

Während in Sachsen, Bayern, Württemberg und Baden schon seit mehr als einem Vierteljahrhundert staatlicher Wetterdienst besteht, hat man in Preußen bis in die neueste Zeit unterlassen, dergleichen einzurichten. Erst vor wenigen Jahren und zumeist wohl auf Grund der aus landwirtschaftlichen Kreisen kommenden Anregungen begann man mit Beratungen und Vorarbeiten, welche die Ergebnisse der Wetterkunde für das Gebiet der norddeutschen Staaten praktisch nutzbar machen sollten, und als deren Frucht in diesem Sommer zum erstenmal der „öffentliche Wetterdienst" tätig ist. Indem unser Gebiet so viel später als andere Länder diese Einrichtung erhielt, durfte man hoffen, die anderwärts gewonnenen Erfahrungen hier von vornherein auszunutzen. In der Tat ist eine wesentliche Neuerung zur Ausführung gekommen. Denn bisher pflegte man als Hauptaufgabe des Wetterdienstes die Versorgung der landwirtschaftlichen und industriellen Bevölkerung mit täglichen Wettervorhersagen anzusehen; die meteorologische Landesanstalt empfing von der Hamburger Seewarte telegraphische Nachrichten über die Morgenbeobachtungen zahlreicher europäischer Stationen, entnahm daraus das mutmaßliche Wetter des folgenden Tages und verbreitete diese lediglich vermutete Prognose mittels Post und Telegraph. Gedruckte Wetterkarten wurden zwar auch an mehreren Stellen ausgegeben, aber meist zu so vorgeschrittener Tageszeit, daß sie als Ergänzung der Prognose nicht mehr in Betracht kamen und nur zu wissenschaftlichen Zwecken dienten. Im Gegensatz hierzu legt der neue Dienst gerade den Hauptwert auf die tunlichst rasche und billige Verbreitung der täglichen Wetterkarten, weil anders als bei der bloß vermuteten Prognose auf der Karte tatsächliche Beobachtungen aus ganz Europa enthalten sind, und dem Empfänger also die Möglichkeit gegeben ist, selbst die allgemeine Wetterlage zu verfolgen und aus ihr in Verbindung mit den eigenen Beobachtungen die bevorstehende Witterung herzuleiten. Diese Auffassung bildet die charakteristische Grundlage des neuen Wetterdienstes; sein Gelingen setzt demnach als notwendige Bedingung voraus, daß die Empfänger der Karten diese zu deuten vermögen.

Zur Ausführung des Dienstes ist das ganze Gebiet in neun Bezirke geteilt, deren jeder eine „Dienststelle" enthält und einem „Dienstleiter" zugewiesen ist. Die Dienststellen befinden sich in Aachen, Berlin, Breslau, Bromberg, Hamburg, Ilmenau, Königsberg, Magdeburg und Weilburg. Täglich empfangen sie durch Depeschen und Postkarten das Nachrichtenmaterial, welches ihnen die ständige Verfolgung der allgemeinen wie der örtlichen Wetterlage ermöglicht, und versenden innerhalb ihrer Bezirke Wetterkarten und Prognosen. Die ersteren enthalten eine vorgedruckte Karte von Europa, auf welcher mittels international vereinbarter Zeichen das Wetter von 8 Uhr früh dargestellt wird, außerdem in Worten eine Übersicht der Wetterlage und eine Prognose samt deren

kurzer Begründung. Ein sehr einfaches Druckverfahren ermöglicht diese Karten so rasch herzustellen, daß sie von 11 Uhr vormittags an bereits mit den von der Dienststelle abgehenden Bahnzügen versandt werden können. Der Bezugspreis von nur 0,50 M. (außerdem 0,14 M. Postbestellgeld) monatlich hat jedenfalls die Verbreitung wesentlich gefördert, so daß im Hochsommer täglich insgesamt gegen 10000 Exemplare zur Versendung kamen. Leider gelang es nicht, alle diese Karten noch im Laufe desjenigen Tages, dessen Wetter sie darstellen, in die Hände der Empfänger zu liefern, doch ist trotz mancher ungünstigen Verkehrsverhältnisse mindestens für die Hälfte der ausgegebenen Karten schon jetzt dies Ziel erreicht.

Außer der Karte geben die Dienststellen im Sommer täglich eine Prognose aus, welche von 9 Uhr abends bis zum Abend des folgenden Tages gilt. Sie wird spätestens um 11 Uhr vormittags dem Telegraphenamt mitgeteilt, von diesem sogleich an alle Telegraphenstationen des Bezirks weitergegeben und dort kurz vor 12 Uhr öffentlich angeschlagen.

Wie bereits erwähnt, ist es zum Erfolg dieses Wetterdienstes durchaus notwendig, daß in der Bevölkerung, und namentlich auf dem Lande, einige Kenntnis meteorologischer Dinge verbreitet werde. Darum ist es den Dienstleitern ausdrücklich zur Pflicht gemacht, durch Vorträge und Besprechungen über die Arbeitsweise des Wetterdienstes und über die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit nach Kräften aufklärend zu wirken. Dem gleichen Zweck dient der „Berliner Wetterkursus", welcher auf Antrag des Vortragenden und unter seiner Leitung bereits seit 1900 alljährlich an der Landwirtschaftlichen Hochschule stattfindet. Vom Königlichen Landwirtschaftsministerium werden dazu jedesmal 15—20 Teilnehmer auf 14 Tage nach Berlin berufen, größtenteils Lehrer landwirtschaftlicher Unterrichtsanstalten, daneben auch gelegentlich Volksschullehrer. Sie werden mit den theoretischen Grundlagen und der praktischen Ausübung des Wetterdienstes so weit bekannt gemacht, daß sie auf Grund der gewonnenen Kenntnisse selbständig fortarbeiten und der Meteorologie in der Schule die gebührende Beachtung verschaffen können.

Der hier geschilderte Wetterdienst ist vom Königlich Preußischen Ministerium für Landwirtschaft eingerichtet und steht unter dessen Oberleitung.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

R. Börnstein (Berlin), Physikalische Unterrichtsübungen.

Die nachgerade an allen Hochschulen eingeführten physikalischen Übungen sind beinahe ausnahmslos darauf gerichtet, die Teilnehmer mit den Apparaten und Methoden des exakten Messens bekannt zu machen. Wer aber später als Lehrer tätig sein und also die im Schuldienst gebrauchten Unterrichtsversuche beherrschen soll, findet bei den Meßübungen nur eine unvollständige Vorbereitung. In dieser Erwägung habe ich seit zwei Jahren in Berlin Unterrichtsübungen durchgeführt, deren Inhalt ausschließlich durch Vorbereitung und Ausführung von Demonstrationsversuchen gebildet wird. Die Übungen finden wöchentlich an einem Nachmittage statt und dauern je vier Stunden. Dem einzelnen Teilnehmer wird jedesmal ein begrenztes Gebiet physikalischer Erscheinungen zugewiesen und er erhält die nötigen Apparate samt Anweisung zur Ausführung der entsprechenden Versuche. Beispiele der behandelten Aufgaben sind: Parallelogramm der Kräfte; hydrostatischer Druck; Luftdruck; Kapillarität; Schallerzeugung; Interferenz; thermische Ausdehnung; Wärmeleitung und -strahlung; Sieden und Verdampfen; Lichtbrechung; Spektrum; Beugung; Polarisation; Elektrostatik; Kraftlinien; Induktion, Elektrolyse; Hertzsche Strahlen usw. Wo sich das Bedürfnis zeigt, erhalten die Teilnehmer Unterweisung in den für gelegentliche Selbsthilfe nötigen Fertigkeiten, wie Glasblasen, Löten, Drehen und dergl. Nachdem drei Stunden mit solchen Übungen zugebracht sind, wird die vierte durch einen Experimentalvortrag ausgefüllt, den einer der Teilnehmer in Gegenwart der übrigen über eine von ihm bearbeitete Aufgabe hält. Die Verabredung des Vortrages geschieht mindestens zwei Wochen vorher, damit der Vortragende Zeit zu ruhiger Überlegung hat; er bereitet im Hörsal seine Versuche selbständig vor und kann dafür Verdunkelung, Projektionslampe, elektrischen Anschluß usw. benutzen. Dem Vortrage folgt eine Besprechung in der bei Seminarübungen herkömmlichen Form.

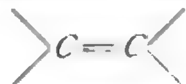
Ich hoffe durch diese Unterweisung die Teilnehmer dahin zu bringen, daß ihnen in ihrer späteren Berufsarbeit die sichere Beherrschung der experimentellen Einzelheiten ohne erhebliche Schwierigkeit gelingt.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

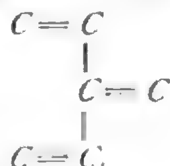
Hugo Kauffmann (Stuttgart), Farbe und chemische Konstitution.

In diesem Jahre feierte die Teerfarbenindustrie das Jubiläum ihres fünfzigjährigen Bestehens. In einem verhältnismäßig kurzen Zeitraum hat sie uns mit einer Fülle und einer Mannigfaltigkeit von Stoffen überschüttet, deren erste und wichtigste Eigenschaft ist, **farbig** zu sein. Die Frage nach dem Ursprung der Farbe

wurde schon bald aufgeworfen und man bemerkte, daß das Auftreten von Farbe an das Vorhandensein bestimmter Atomgruppen geknüpft ist. Witt, der einige solche Gruppen erstmals genauer erkannte, nannte sie im Jahre 1876 Chromophore. Ein sehr wirksames Chromophor ist z. B. die Nitrosogruppe NO, die, in Kohlenwasserstoffe eingeführt, blaue bis grüne Farbe hervorruft. Das Carbonyl CO ist viel schwächer und macht sich meist erst dann bemerkbar, wenn es zweimal vorhanden ist. Ein Chromophor von besonderem Interesse bildet die Äthylenbindung



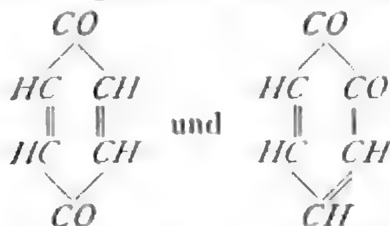
Die Mehrzahl der ungesättigten Kohlenwasserstoffe enthält eine oder mehrere solcher Bindungen, Farbe tritt aber erst dann auf, wenn sie sich mindestens dreimal vorfinden und auch dann nur bei folgender Anordnung.



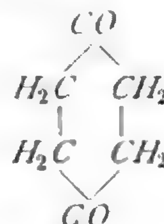
Die Wirksamkeit der Äthylenbindungen steht mit ihrem chemischen Charakter im Zusammenhang und im allgemeinen hat die Regel Geltung, daß diejenigen Äthylenbindungen, welche als Chromophore tätig sind, zugleich sich auch durch große Reaktionsfähigkeit auszeichnen. Kombiniert mit Carbonyl ergeben die Äthylenbindungen neue, oft sehr wirksame Chromophore, z. B. bei den von Staudinger entdeckten Ketenen, für welche die Gruppierung

charakteristisch ist. Ein die Farbe auffallend begünstigendes Moment bildet der ringförmige Zusammenschluß der Chromophore, wofür insbesondere die von Stobbe dargestellten Fulgide einen schönen Beleg bieten.

Ein ringförmiger Zusammenschluß von Wichtigkeit hat sich in den Chinonen, den Urtypen farbiger aromatischer Verbindungen vollzogen. v. Kostanecki und Haller haben zum ersten Male darauf hingewiesen, daß die Chinone



sich aus vier Chromophoren aufbauen, nämlich außer den beiden Carbonylen noch aus zwei Äthylenbindungen. Daß die letzteren stark mitbeteiligt sind, läßt sich exakt beweisen; denn ersetzt man diese Bindungen durch einfache Kohlenstoffbindungen, so gelangt man zum Diketohexamethylen



einer vollständig weißen Substanz. Metachinone lassen sich strukturchemisch aus Carbonylen und zwei Äthylenbindungen nicht zusammenfügen und sind daher, wenn überhaupt möglich, höchstwahrscheinlich gar nicht durch Farbe ausgezeichnet.

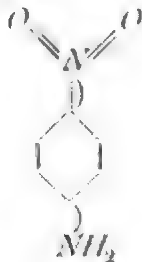
Die Chemie verfügt im großen Ganzen über drei Mittel zur Verstärkung der Farbe eines Chromogens, d. h. eines Chromophore enthaltenden Stoffes.

Das erste Mittel besteht darin, daß man weitere Chromophore in das Chromogen einfügt, wobei aber zu beachten ist, daß die Wirkung keineswegs eine additive ist.

Das zweite Mittel wird durch die Salzbildung geboten; im einfachsten Falle addiert ein basisches Chromophor, wie etwa $>C=N$-Säure und verstärkt dadurch seine farbgebende Eigenschaft. In anderen Fällen wird erst durch die Salzbildung das Chromophor erzeugt, wie z. B. bei den Triphenylmethanfarbstoffen, deren chinoide Struktur jetzt dank den umfassenden Untersuchungen Baeyers sicher erwiesen ist. Die Halochromie dagegen ist noch in den wenigsten Fällen aufgeklärt. Auch ist die Annahme Baeyers, daß sie mit ionisierbaren Valenzen, die zugleich chromophor seien, zusammenhänge, nach den Darlegungen Hantzschs nicht einwandfrei.

Das dritte Mittel besteht in der Einführung eines Auxochroms, d. h. einer Gruppe, die, ohne ein Chromophor zu sein, die Farbe in hohem Maße beeinflussen kann. Die Auxochrome entfalten ihre volle Wirksamkeit zumeist erst dann, wenn zwischen sie und den Chromophoren ein Benzol- oder ein ähnlicher Ring eingeschoben ist. Hantzsch hat Nitrokörper näher untersucht und die Ansicht ausgesprochen, daß durch den Eintritt eines Auxochroms die Umlagerungen zu einem chinoiden Stoff ermöglicht werde und daß die auxochromhaltigen farbigen Nitroderivate des Benzols, speziell die Nitrophenolsalze, chinoid seien. Gegen diese Ansicht spricht der Umstand, daß das *m*-Nitrophenol sich wie die *o*- und *p*-Isomeren verhält, daß also das Salz dieser *m*-Verbindung chinoid sein müßte. — Berücksichtigt man den großen Einfluß, den Auxochrome auch bei farblosen

Stoffen aufweisen, und zieht ferner die Theorie der Partialvalenzen, die als Konsequenz der Elektronenlehre sehr viel innere Wahrscheinlichkeit hat, herein, so stößt man auf eine etwas abweichende Auffassung. Das *p*-Nitranilin z. B. erhält eine Formel wie



die ohne eine Spur von Umlagerung anzudeuten eine große Ähnlichkeit mit der Chinonformel besitzt. Der Benzolring erscheint in einem mittleren Zustand, der noch sehr ähnlich dem des Benzols ist, aber doch schon dem der Chinone näher tritt; diese Auffassung wird durch die schönen Versuche Balys aufs beste bestätigt.

Zusammenfassend kann man aussprechen, daß die Valenzen, ihre Natur und ihre Verteilung die wichtigsten Faktoren beim Zustandekommen der Farbe sind.

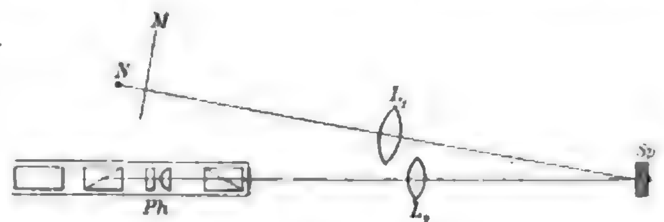
(Eingegangen 8. September 1906.)

Wolf J. Müller (Mülhausen, E.)[1] und J. Königsberger, Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt. Vorgetragen von W. J. Müller.

Meine Herren! Den Anlaß zu der Reihe von Versuchen, über die ich im Zusammenhang berichten will, gab die Frage nach der Existenz einer Oxydhaut auf passiven Metallen. Um einen allgemeinen Überblick zu gewinnen, untersuchten wir eine größere Reihe von Metallen optisch und elektrisch, die Resultate werden im folgenden so wiedergegeben, daß ich zunächst die von uns angewandten Methoden, dann die Meßergebnisse in den verschiedenen einzelnen Fällen wiedergebe, zum Schluß folgt eine Zusammenfassung der gewonnenen Resultate.

Versuchsanordnung der optischen Messung.

Zur Bestimmung und Vergleichung des Reflexionsvermögens werde ein Mikrophotometer verwandt, welches wie das von H. Wild für die Photometrie großer Flächen konstruierte die Savartschen Streifen als photometrisches Kriterium benutzt. Mit diesem läßt sich erstens eine sehr hohe Genauigkeit erreichen, zweitens sind wegen seiner ziemlich großen Apertur die Justierungsfehler sehr klein. Letzteres ist gerade bei Reflexionsmessungen äußerst wichtig; wir konnten uns überzeugen, daß mit einem Photometer nach König, dessen Linsen ziemlich kleine Aperturen haben, es fast unmöglich ist nach neuer Aufstellung mit der früheren übereinstimmende Resultate zu erhalten. Die Anordnung zur Reflexionsmessung soll a. O. ausführlicher beschrieben werden; die beigefügte Zeichnung kann sie ungefähr veranschaulichen.



N Lichtquelle (Nernstlampe), *M* Mattscheibe, L_1 Linse, L_2 Projektionslinse, *Ph* Photometer, *Sp* Spiegel.

Für unsere Versuche war es notwendig, zwei Spiegel in einer Flüssigkeit zu vergleichen. Es wäre nicht günstig, einen Spiegel innerhalb und einen außerhalb der Flüssigkeit zu untersuchen, weil dadurch schon von vornherein Differenzen von mehr als 10 Proz. im Reflexionsvermögen auftreten.[1])

Noch weniger geeignet ist es, einen Spiegel zuerst einzutauchen, entsprechend elektrisch zu behandeln und dann zu trocknen. Deshalb werden beide Spiegel dicht übereinander angebracht. Sie werden aus demselben Stück geschnitten, auf einer Glasplatte aufgekittet und zusammen geschliffen und poliert. Man erspart dadurch erstens das gegenseitige Justieren und zweitens, was das Wichtigste ist, vergleicht man zwei ganz gleich behandelte Materialien miteinander.

Die Poliermethode soll später eingehend beschrieben werden; das ist der mühsamste Teil der Arbeit, weil eine vorzügliche Oberfläche Voraussetzung genauer Messung ist, und nur Poliermittel angewandt werden dürfen, die die Oberfläche nicht verunreinigen; von letzterem haben wir uns sowohl durch Vergleichung natürlicher Flächen mit anpolierten überzeugt, als auch durch Messung des Reflexionsvermögens an Substanzen, bei denen letzteres sich aus dem Brechungsindex berechnen läßt.

Die beiden Spiegel konnten in einem Nickeltrog, der innen mit Paraffin überzogen war und

1) Wolf J. Müller und J. Königsberger. Über das Reflexionsvermögen von passivem Eisen. Diese Zeitschr. 5, 413, 1904. Dieselben, Über das R.V. von aktivem und passivem Eisen. L. c. 797, 1904. Dieselben, Über die Größe der kleinsten optisch und elektromotorisch wirksamen Schicht von Bleisuperoxyd. L. c. 847, 1905. Dieselben, Über kleinste Schichtdicken und Moleküldurchmesser. L. c. 849, 1905.

1) J. Königsberger, Zeitschr. f. Instr. 22, März 1902.

an der einen Seite eine planparallele Glasplatte trug, zu dieser Glasplatte parallel justiert werden. Die beiden Spiegel zeigen sowohl in Luft wie in Flüssigkeit ein Reflexionsvermögen, das bis auf etwa 1 Proz. identisch ist, was zeigt, daß zufällige chemische Änderungen nicht vorkommen.

Je besser die Spiegel poliert sind, um so genauer läßt sich die vergleichende Messung ausführen; manchmal auf 0,2 Proz., zuweilen aber auch nur auf 0,6 Proz. genau.

Die Spiegel waren durch ein dünnes Glimmerblatt voneinander isoliert; an jeden war ein Zuleitungsdraht angelötet.

Die Beobachtung geschah mit natürlichem Licht bei nahezu senkrechter Incidenz, und konnte durch spektrale Zerlegung für verschiedene Wellenlängen vorgenommen werden. Meist wurde $\lambda = 589\,\mu\mu$ verwandt.

Diese Methode ist wohl die geeignetste zur Feststellung von Oberflächenschichten und zur Beobachtung in Flüssigkeiten. Die Jamin-Quinckesche Methode der Bestimmung von Haupteinfallswinkeln und Hauptazimut kann zwar manchmal genauere Werte ergeben, die Resultate werden aber in viel stärkerem Maß von Korrosion der Oberfläche durch physikalische oder chemische Einwirkungen beeinflußt. Daß Auftreten von Oberflächenschichten mit äußerst geringer Dicke durch Änderung der Reflexion bei senkrechter Incidenz nachweisbar sind, läßt sich sowohl theoretisch rechnerisch wie direkt experimentell (vgl. die folgenden Versuche über Bleisuperoxyd) zeigen.

Eine stets vorhandene Oberflächenschicht ist natürlich nach keiner bekannten Methode wahrzunehmen.[1])

Versuchsanordnung für die elektrischen Messungen.[2])

Zu messen war das Potential des Spiegels bei verschiedenen Beladungen, eventuell auch die Polarisationsspannungen, gegen eine gut definierte Normalelektrode. Als Normalelektrode wurde Platin in $n \cdot H_2SO_4$, mit CrO_3 gesättigt, verwandt, diese Elektrode hat sich bei allen Messungen gut konstant gezeigt. Die Verbindung des Versuchsgefäßes mit der Normalelektrode geschah in bekannter Weise mittels eines Hebers, der mit dem gelatinierten Elektrolyten gefüllt war, dieser tauchte in ein Becherglas, das mit den gleichen Elektrolyten enthielt, von hier führte ein mit Glaswolle verstopfter Heber zu der Normalelektrode. Zur Messung des Potentials wurde ein Quadrantelektrometer verwendet, der Ausschlag für ein Normalclarkelement wurde häufig kontrolliert, die Ausschläge waren im Bereich von ± 3 Volt streng proportional. Gleichzeitig konnte der Spiegel in einen Stromkreis eingeschaltet werden, der aus 3 Akkumulatoren, Stöpselrheostaten von 111111 Ohm bestand, die Stromstärke wurde an einem Siemensschen Milliamperemeter abgelesen, kleinere als 1 MA. wurden aus Spannung und Widerstand berechnet.

1) vgl. P. Drude, Wied. Ann. **36**, 878 ff., 1889.

2) vgl. Wolf J. Müller, Zeitschr. f. Elektrochemie 1905, p. 755.

Vergleichung der optischen und elektromotorischen Wirksamkeit meßbarer dünner Schichten.

1. Bleisuperoxydschichten.

Durch Einwirken des elektrolytisch ausgeschiedenen Sauerstoffs auf eine möglichst wenig saure Lösung von Bleiacetat erhält man bei ungleichmäßiger Stromdichte bekanntlich die Nobilischen Ringe, Interferenzstreifen hervorgerufen durch Reflexion an der Vorder- und Rückseite der dünnen, praktisch durchsichtigen, kontinuierlichen Bleisuperoxydschicht. Läßt man die Schicht sich gleichmäßig planparallel auf einer Platiniridiumplatte abscheiden und mißt die hierdurch hervorgebrachte Änderung des Reflexionsvermögens der Platiniridiumplatte durch Vergleichung mit einer zweiten in der gleichen Flüssigkeit befindlichen, unverändert gelassenen Platte, so kann man bei sehr kleinen Mengen von Bleisuperoxyd eine Änderung des Reflexionsvermögens beobachten. Da die beiden Platinplatten vor der Elektrolyse etwa 20 Min. in der Lösung standen, konnten bis dahin etwaige Unterschiede des elektromotorischen Verhaltens und dadurch bedingte optische Änderungen sich einstellen. Wir haben indes bei den 2 mm dicken, gemeinschaftlich polierten und dann sehr gut gereinigten Platten irgendwelche Änderungen nicht wahrnehmen können.

Bei Einwirken einer Stromstärke von etwa $6{,}25 \cdot 10^{-5}$ Amp. erhält man nach 10 Sekunden für $\lambda = 0{,}51\,\mu$[1]) die sicher wahrnehmbare Änderung von 0,5 Proz. der ursprünglichen Reflexion. Nach dem Faradayschen Gesetz ist die Menge gleich $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mgr.

Wir haben 1. durch Messung der Interferenzfarben bei größeren Dicken, da wir Dichte und Brechungsindex[2]) der Schicht bestimmen konnten, sowie 2. durch Reduktionsversuche bei dünnster Schicht mit gleichzeitiger photometrischer Messung uns davon überzeugt, daß auch bei ganz dünnen Schichten das Faradaysche Gesetz quantitativ auf etwa 5 Proz. gilt.

1) Für $\lambda = 0{,}59\,\mu$ ist die Änderung kleiner, etwa nur 0,2 Proz., entsprechend der gelbbraunen Färbung der ersten Schicht. Für das Auge wird diese Farbe, die durch die Dispersion des Phasensprunges am Metall verursacht ist, erst bei einer Schichtdicke von etwa $3\,\mu\mu$ merklich.

2) Der Brechungsindex $nD = 2{,}2$.

Die obige Menge dürfte also auf mindestens 10 Proz. richtig berechnet sein. Die Dichte einer dünnen Schicht wurde durch Wägung gleich 9,3 gefunden.

Diese und größere Mengen werden bei geeigneter Stellung der Elektroden gleichmäßig auf der Fläche von 1 qcm Platiniridium ausgeschieden. Nimmt man dagegen die halbe Stromstärke ebenfalls 10 Sek. lang, so ändert sich die gerade im Gesichtsfeld des Photometers befindliche Stelle der Platinplatte manchmal um 0,5 Proz., manchmal aber auch nicht merklich. Bei diesen geringen Dicken tritt offenbar ungleichmäßige Abscheidung auf. Eine Auflösung von niedergeschlagenem Bleisuperoxyd in der gesättigten möglichst neutralen Bleiacetatlösung war nicht zu beobachten, da die Änderung des Reflexionsvermögens nach Auflösen der Elektrolyse nicht zurückging und nur durch Spülen mit HNO_3 zu beseitigen war.

Aus der sicher wahrnehmbaren Menge von $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mgr folgt für 1 qcm und die Dichte von 9,3 eine Schichtdicke von 0,84 $\mu\mu$.

Die Gründe, welche für Kohärenz dieser Schicht sprechen, sind folgende:

1. Bei größerer Dicke läßt sich die Schicht als kohärente Schicht ablösen.

2. Die Schicht zeigt bei der Minimaldicke keine Diffusion des Lichtes, wie es bei gleicher Dicke die kristallinischen Substanzen, Silber, Zink usw. oder auch feine niedergeschlagene Pulver tun; sie ist vielmehr, seitlich von der Lichtrichtung gesehen, tiefschwarz.

3. In größerer Dicke zeigt die Bleisuperoxydschicht Interferenzfarben und schließlich ein Reflexionsvermögen der Vorderfläche, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten stimmt. Ihre Dichte muß aber bis auf wenige Proz. mit der des gewöhnlichen Bleisuperoxyds stimmen.

4. Infolge der hohen elektromotorischen Gegenkraft müssen sich die Ionen zunächst an den unbedeckten Teilen der Platinelektrode abscheiden, da bei dem amorphen glasartigen Bleisuperoxyd nicht, wie bei Silber oder Zink, eine Kristallisationskraft entgegenwirkt. Andrerseits ist wegen der geringen Ionengeschwindigkeit im Gegensatz zur kathodischen Zerstäubung ein regelmäßiges Aneinanderlagern der Moleküle (wie es dem Zusammenschmelzen des Glases usw. entspricht) wahrscheinlich.

Für Kohärenz spricht ferner, daß die Schicht bei etwa 6 $\mu\mu$ eine gleichmäßige gelbbraune Färbung, der Dispersion des Phasensprungs am Metall entsprechend und bei größerer Dicke die Interferenzfarben sehr schön gleichmäßig zeigt. Auch läßt sich die Schicht, wenn sie etwa $^1/_{30}$ mm dick ist, als Ganzes ablösen. Sie zeigt ein Reflexionsvermögen, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten übereinstimmt. Die Oberfläche ist also eine theoretisch spiegelnde und daher kontinuierlich.

Das Anwachsen der Schicht von der Minimaldicke 0,84 $\mu\mu$ ab bewirkt zunächst, wie aus folgenden Versuchen hervorgeht:

Tabelle

d in $\mu\mu$	$\frac{R}{R'}$
0,00	1,000
0,84	1,005
1,68	1,011
2,52	1,016
3,35	1,023
4,20	1,029

eine proportionale Änderung des Reflexionsvermögens des Spiegels, nämlich jeweils eine Abnahme um 0,5—0,6 Proz. für $6{,}25 \cdot 10^{-5}$ Amp. und je 10 Sek. Später nach etwa 50 Sek. nimmt die Verschlechterung rascher zu, bis sie bei sehr großen Dicken von $^1/_{20}$ und mehr mm sich dem Werte für die Reflexion des Bleisuperoxyds = 15 Proz. nähert; das Platiniridium reflektiert ursprünglich etwa 61 Proz. für $\lambda = 0{,}51\ \mu$. Durch konzentrierte Salpetersäure kann die Schicht leicht entfernt werden, die Platiniridiumspiegel bleiben auf $\pm 0{,}2$ Proz. ungeändert.

Aus diesen Versuchen geht klar hervor, daß mit unserer Methode Oberflächenschichten von äußerst geringer Dicke (0,8 $\mu\mu$) wahrgenommen werden können. Diese Dicke ist, wie an anderem Orte gezeigt wurde, wahrscheinlich gleich dem einfachen bezw. doppelten Moleculardurchmesser des PbO_2.

Wir haben auch die elektromotorische Kraft der dünnen Bleisuperoxydschichten mit dem Quadrantelektrometer gemessen. Die Anordnung war die oben beschriebene.

Bei einer Schichtdicke d des Bleisuperoxyds war die elektromotorische Kraft e der einen Platiniridiumelektrode in Bleiacetat gegen die Normalelektrode (Platin in konzentrierter Chromsäure) und daraus berechnet die elektromotorische Kraft e' des Bleisuperoxyds:

d in $\mu\mu$	e in Volt	e' in Volt
0	1,07	0
0,84	0,81	0,26
1,68	0,67	0,40
2,52	0,54	0,53
4,20	0,47	0,60
5,04	0,47	0,60

Es ergeben sich bei Wiederholung und Abänderung der Versuche stets auf etwa $\pm$ 3 Proz. dieselben Zahlen.

Die elektromotorische Kraft Bleisuperoxyd in Bleiacetat gegen Platin ist = 0,60, die von

Platin in Bleiacetat gegen Blei = 0,71, demnach Blei gegen Bleisuperoxyd in Bleiacetat konzentriert bei 17° = 1,31. Die elektromotorische Gegenkraft während der Elektrolyse ist wegen der Sauerstoffüberspannung um etwa 0,2 Volt höher; diese tritt selbstverständlich momentan auch bei der kleinsten Stromstärke auf.[1])

Hieraus folgt, daß die elektromotorische Kraft des Oxyds ihren vollen konstanten und dauernden Wert erst bei einer Schichtdicke von 4,2 $\mu\mu$ erreicht, die optisch leicht wahrnehmbar ist. In noch größerem Maße muß dies bei den Oxyden des Eisens, Chroms etc. der Fall sein, da diese Oxyde Brechungsexponenten größer als 3 und stärkere Absorption besitzen. Ihr optischer Einfluß ist demnach viel stärker als bei Bleisuperoxyd, während umgekehrt ihre elektromotorische Wirkung schwächer ist.

2. Silber- und Zinkschichten.

Bekanntlich hat Oberbeck[2]) die minimale Schichtdicke festzustellen gesucht, bei welcher sich das Potential von Silber, Zink etc. gerade geltend macht. Er maß zuerst die Spannung zweier Platinplatten in der betr. Lösung gegeneinander, und beobachtete deren Änderung durch elektrolytische Abscheidung oder durch quantitative Auflösung einer bestimmten auf der Platinplatte abgeschiedenen Menge. Abgesehen davon, daß diese Bestimmung aus einer Differenz nicht sehr genau ist, gibt das Resultat in Wirklichkeit keinen Aufschluß über die Schichtdicke. Man kann daraus nur ersehen, welches die Grenzmenge ist, die auf Platinplatten gegebenen Flächeninhalts das der Substanz zukommende Potential hervorruft. Wir haben nämlich direkt optisch feststellen können, daß zwar solche Mengen, wie sie Oberbeck angibt, tatsächlich als Überzug abgeschieden werden, aber daß auch dieser Überzug nicht kontinuierlich ist. Scheidet man aus einer Lösung von Silbernitratcyankali eine Silbermenge ab, die sich nach dem Faradayschen Gesetz zu etwa $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ mgr pro qcm berechnet, so nimmt man sofort photometrisch eine Verschlechterung des Reflexionsvermögens wahr. Beobachtet man mit freiem Auge in der Richtung senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl, also nahezu parallel der Spiegelebene, so erscheint der Spiegel zunächst, wenn er vollkommen auspoliert war, tiefschwarz. Sowie dann irgendwelche Substanzen sich nicht eben der Spiegelebene parallel in kontinuierlicher Schicht absetzen, ist sofort eine Aufhellung bemerkbar. Das entspricht der Toeplerschen Schlierenmethode. Eine derartige Aufhellung ist bei Abscheidung von $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ mgr Silber per qcm schon deutlich wahrzunehmen.

Bei diesen Niederschlägen übertrifft offenbar die Kristallisationskraft die elektromotorische Gegenkraft, so daß nicht, wie Oberbeck meinte, eine gleichmäßige Verteilung zustande kommt. Gleichwohl nimmt die Platte in nicht meßbarer, sehr kurzer Zeit das Silberpotential an. Bei Verwendung der oben angegebenen Lösung zeigte die Platiniridiumplatte, nach dem Eintauchen ein Potential von 0,97 Volt. Bei einer Stromstärke von 0,05 MA stellte sich sofort das Potential von 1,52 Volt ein, bei längerer Einwirkung ging es bis 1,68, dann nach Abstellen des Stromes langsam zurück auf 1,01. 1 MA gab 1,56 Volt. Es stellt sich demnach das Silberpotential in diesen Lösungen schon bei oder unter den optisch wahrnehmbaren Mengen ein.

Während das aus Nitratlösungen abgeschiedene Silber auch in kleinsten Mengen sich nicht wieder löst und der Platte das Potential dauernd aufdrückt, geht das Silber in der cyankalischen Lösung langsam in Lösung, wie der oben erwähnte Rückgang des Potentials beweist.

Ähnlich wie Silber verhält sich Zink, das nach der Vorschrift von Oberbeck aus einer fast neutralen Lösung von Zinksulfat abgeschieden wird. Die Abscheidung ist hier jedoch unregelmäßiger, manchmal bleibt sie aus, tritt sie ein, so bedeckt die Grenzmenge von $4 \cdot 10^{-4}$ mgr nur etwa $^1/_4$ der Platte, häufig tritt aber bei sehr kleinen Stromstärken nur Wasserstoffentwickelung ein, was sich optisch durch Blankbleiben der Platte, elektromotorisch durch Eintreten des H-Potentials 1,45 statt des Zinkpotentials 2,22 Volt bemerkbar macht. Alle Potentiale stellen sich momentan ein.

Man kann also aus der elektromotorischen Kraft keine Schlüsse auf Schichtdicken ziehen, sondern nur die Grenzmengen feststellen, die genügen, der Platiniridiumplatte ein anderes Potential aufzudrücken.

Es ist bemerkenswert, daß diese für die reinen Metalle sehr klein sind, etwa $2-4 \cdot 10^{-4}$ mgr pro cm^2 und gleichmäßige Verteilung nicht erforderlich ist, während für Bleisuperoxyd trotz kontinuierlicher Bedeckung erst bei zehn-

1) Anmerkung bei der Korrektur. Erst nachträglich bemerkte ich, daß schon Schreber (Wied. Ann. **36**, 662) die Grenze des raschen Potentialabfalles von PbO_2 auf Pt bei einer Schichtdicke von 4,8 $\mu\mu$ findet, womit unsere Resultate gut übereinstimmen. Der Grund für das rasche Absinken kann übrigens in Auflösungserscheinungen liegen, was aus folgendem Versuch hervorgeht. Bedeckt man die Pt-Platte mit einer Schicht von 5—6 $\mu\mu$ und läßt sie mehrere Stunden (über Nacht) in der Bleiacetatlosung stehen, so geht das PtO_2-Potential (0,44) auf das Pt-Potential in der Gärung (1,07) zurück. Dies zeigt, daß eine, wenn auch langsame Auflösung des PbO_2 stattfindet, die optisch bei den lang dauernden Versuchen noch nicht bemerkt wird; wohl aber bei sehr dünnen Schichten die Einstellung eines Mittelpotentials, das sich dann nur noch langsam ändert, bewirken kann.

2) A. Oberbeck, Wied. Ann. **31**, 337, 1887.

mal größerer Menge das Potential des Bleisuperoxyds seinen vollen Wert erreicht.

Kupfer.

In den folgenden Versuchen wollten wir prüfen, ob Kupferschichten auf Platin unter bestimmten Umständen niedergeschlagen werden und wie es sich mit der Haltbarkeit dieser Schichten verhält. Wir wählten ähnliche Lösungen, die Herr Franz Fischer[1]) bei seinen interessanten Versuchen über die chemische Übertragbarkeit der Metallpotentiale verwandt hat. In einer konzentrierten 10proz. Kuprisulfatlösung wurden Kupferspäne eingetragen. Nach 2 Tagen wurde, während Kohlensäure durchströmte, die eine Platinplatte mit 0,1 Volt anodisch polarisiert, die andere dagegen isoliert. Hierbei trat keine Änderung des Reflexionsvermögens von mehr als 0,2 Proz. ein. Wäre die Kupferschicht auch nur einige $\mu\mu$ dick gewesen, so hätten wir eine weit stärkere Änderung bemerken müssen.

In der gleichen Lösung schlägt sich in kurzen Zeiten (unter 20 Sek.) Kupfer nur bei Stromdichten über 0,002 Amp. pro qcm nieder; bei kleineren Dichten tritt Gasabscheidung auf; eine niedergeschlagene Schicht löst sich sofort wieder auf. Das Kupferpotential in solchen Lösungen kommt also nicht dadurch zustande, daß sich eine Platin-, Kupfer- und schließlich reine Kupferelektrode bildet; die Ursache kann, wie unsere Versuche zeigen, nicht in einer Metallschicht gesucht werden.

Wir haben auch noch die elektrolytische Ausscheidung von Kupfer in einer ammoniakalischen mit Alkohol versetzten Kupfersulfatlösung studiert. Sehr dünne Schichten von weniger als 20 $\mu\mu$ Dicke lösen sich stets sehr leicht auf, und insofern gilt für diese scheinbar das Faradaysche Gesetz nicht; man erhält nie konstante Resultate. Nur wenn die Lösung sehr verdünnt ist und alle Diffusionsströmungen vermieden werden, ist eine so dünne Schicht in Lösung haltbar. Schon die dünnste schwachgelbliche Schicht verschlechtert die Reflexion um 6—11 Proz. Die Schicht ist vollkommen kohärent und bewirkt daher im Gegensatz zu Silber keine Diffusion des Lichtes. Meist sind 2 MA etwa 5 Sek. lang zur Abscheidung notwendig, weit mehr als nach dem Faradayschen Gesetz für eine solche Schicht sich berechnet.

Palladium.

Zwei Palladiumplatten werden sorgfältig poliert, was wegen der geringen Härte große Sorgfalt erfordert. Bringt man sie in den Trog, in den eine verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$ normal) gefüllt wird, so bedecken sich die Platten nach einiger Zeit mit einer braunen Schicht von Palladiumoxydul, wodurch sich das Reflexionsvermögen bedeutend verschlechtert.

Wird dagegen eine Platte mit etwa 0,0001 A. anodisch polarisiert, so unterbleibt an dieser die Bildung der Oxydschicht, die Reflexion ist dann ungeändert.

Hier liegt also ein sicher und auch leicht beobachtbarer Fall von Passivierung vor, der gerade eine Oxydbildung verhindert. Man kann demnach die Passivierung nicht auf eine Oxydhaut zurückführen. Wird dann einer der Spiegel kathodisch polarisiert, so ist bei kleinen Wasserstoffmengen, die sofort vom Palladium aufgenommen werden, eine Änderung des Reflexionsvermögens nicht sicher wahrnehmbar. An einer Platte ist allerdings stets eine Vermehrung der Reflexion um etwa 3,0 Proz. vorhanden gewesen, die schon bei molekularen Mengen auftritt, bei größeren Mengen aber nicht erheblich gewachsen ist; an der andern Platte war nur eine schwache Vermehrung um etwa 0,5 Proz. vorhanden. Bei Passivierung stellt sich dagegen stets auf 0,2 Proz. der gleiche Wert ein. Wasserstofflegierungen können demnach optisch nicht sicher konstatiert werden; bei Palladium scheinen sie eine geringe Verbesserung der Reflexion zu bewirken, solange die Wasserstoffmenge nicht so groß ist, daß das Palladium quillt und dadurch die Spiegelfläche verdorben wird. Diese Quellung geht, wenn sie nicht zu stark war, nach Aufhören der Wasserstoffentwicklung wieder zurück und nach längerer Beladung mit Sauerstoff und Passivierung erhält man wieder für die Platte den ursprünglichen Wert des Reflexionsvermögens.

Chrom.

Zwei Spiegel aus sehr reinem Chrom wurden sorgfältig poliert, da die Substanz sehr spröde ist, muß mit feinem Pulver lange poliert werden, um eine gute, dann allerdings vorzüglich reflektierende Fläche zu erhalten. In den Trog wurde eine gesättigte Jodkaliumlösung gegossen.

Auch hier zeigte sich wie bei Palladium, daß die nichtpolarisierte Platte sehr langsam sich mit einer äußerst dünnen Schicht überzog, und ihr Reflexionsvermögen um etwa 7 Proz. verschlechterte. Wurde dagegen die Platte passiviert, so blieb das Reflexionsvermögen ungeändert.

Wird die Platte kathodisch behandelt, also aktiviert, so verschlechtert sich das Reflexionsvermögen um 2,5 bis 3,0 Proz. Bei Passivieren kehrt es wieder auf den ursprünglichen Wert zurück. Die Jodschlieren müssen durch Rühren entfernt werden. Dieser Versuch läßt sich be-

1) Fr. Fischer, Berichte d. nat. Ges. Freiburg 15, 1. 1904.

liebig oft wiederholen; das **Reflexionsvermögen des passiven Chroms ist um etwa 2,5—3,0 Proz. besser als das des aktiven.**

Bei Chrom scheint also die nach der Elektronentheorie zu erwartende Verbesserung der Reflexion durch Passivierung vorhanden zu sein. Vielleicht hängt dies mit den chemischen Eigenschaften des Chroms zusammen, in dem der mehrwertige passive Zustand nicht wie bei den andern Metallen nur labil und an der Oberfläche möglich ist, sondern auch in das Innere des Metalls eindringt und durch diesen Einfluß auf mehrere Molekülschichten auch optisch wirksam wird.

Nickel.

Die Nickelspiegel waren aus neuem starken Reinnickelblech hergestellt und konnten vorzüglich poliert werden. Als Elektrolyt wurde eine neutrale Lösung von NaH_2PO_4 gesättigt angewandt. Beim Passivieren mit 5 Milliampere verschlechterte sich das Reflexionsvermögen der passivierten Platte (nach Abwischen der Sauerstoffblasen) um 4%; nach Abstellen des Stromes trat nach 15 Sekunden der alte Wert wieder ein. Bei Stromstärken von 14 und 22 Milliampere war die Erscheinung genau dieselbe, nur dauerte das Verschwinden der Verschlechterung etwas länger, etwa 30 Sekunden bis 1 Minute.

Bei kathodischer Polarisation trat genau dieselbe Erscheinung auf, auch hier trat während und kurz nach der Polarisation eine Verschlechterung des Reflexionsvermögens um 4% ein, die nach Aufhören des Stromes in etwa der gleichen Zeit wieder verschwand.

Aus der Tatsache, daß die Änderung bei anodischer und kathodischer Beladung dieselbe war und auch wieder verschwand, läßt sich mit großer Wahrscheinlichkeit schließen, daß sie auf Bildung sehr kleiner Gasblasen beruhte. Da eine solche Ausbildung der Gasblasen sich nur an Nickelplatten beobachten ließ, scheint diese für das Nickel charakteristisch zu sein.

Eine Bildung einer Oxydschicht konnte schon deshalb nicht der Grund sein, weil die Verschlechterung von selbst verschwand, während in allen Fällen (vgl. z. B. Palladium und Aluminium), wo eine Oxydschichtbildung beobachtet wurde, die Verschlechterung der bekannten Stabilität einer solchen Oxydschicht halber eine bleibende war. Aktives und passives Nickel zeigen demgemäß in den Fehlergrenzen dasselbe Reflexionsvermögen.

Aluminium.

Die Aluminiumspiegel waren wegen der Weichheit des Metalles nicht absolut schwarz zu bekommen. Mit den ziemlich gut polierten Spiegeln wurden in einer gesättigten Lösung von Natriumsulfat folgende Resultate erhalten. Bei Stromschluß war die Stromstärke von 8 MA sofort auf 3 zurück, dabei ging das Reflexionsvermögen des anodisch polarisierten Spiegels um etwa 7% zurück, bei nochmaligem Stromschluß um 11%.

Diese Änderung war bleibend, durch Abwischen wurde das *RV* etwas besser, der Spiegel wurde dann ohne Einschaltung von Widerstand in den Stromkreis von 2 Akkumulatoren eingeschaltet, die Stromstärke war momentan 0,03 Ampere, die nach ½ Sek. auf 2 Milliampere zurückgingen, dabei stellte sich eine dauernde Verschlechterung des Reflexionsvermögens um 9% ein.

Diese Versuche beweisen, daß die Bildung einer isolierenden Schicht optisch sehr wohl wahrgenommen werden kann.

Fassen wir die Resultate vorliegender Versuche kurz zusammen, so hat sich folgendes ergeben:

1. Kohärente Oxydschichten von molekularer Dicke sind optisch bemerkbar.
2. Nichtkohärente Schichten beeinflussen das Reflektionsvermögen eines Metallspiegels schon bei Mengen, die als Schicht ausgerechnet in die unterste Grenze des Molekulardurchmessers fallen.
3. PbO_2 bildet eine kohärente Oxydschicht, Metalle (*Ag*, *Zn*, *Cu*) scheiden sich nicht als kohärente Schichten ab.
4. Die Einstellung einer Platinplatte auf das Kupferpotential in einer mit Kuprosalz gesättigten Kupfervitriollösung bewirkt keine optische Änderung, kommt also nicht von einer Legierungsbildung her.
5. Palladium wird in verdünnter Schwefelsäure unter Bildung eines braunen Oxydes angegriffen, anodische Polarisation verhindert diesen Angriff. Die Legierungsbildung mit Wasserstoff läßt sich optisch nicht sicher nachweisen.
6. Auf Nickelspiegeln bewirkt anodische und kathodische Polarisation (*O*- und *H*-Entwicklung) eine gleichgroße Verschlechterung des Reflexionsvermögens, welche von selbst rasch verschwindet; diese kommt wahrscheinlich davon her, daß das Gas in sehr kleinen Blasen sich abscheidet.
7. Passives Chrom in *KJ*-Lösung passiviert, zeigt ein besseres Reflexionsvermögen als aktives, nicht elektrisch polarisierte Chromspiegel überziehen sich in *KJ*-Lösung mit einer schlecht reflektierenden Schicht, die sich nur schwer abwischen läßt, passives Chrom ist von keiner Oxydschicht bedeckt.
8. Aluminiumspiegel bedecken sich bei anodischer Polarisation sofort mit einer schlecht reflektierenden, bleibenden Hydroxydschicht.

(Eingegangen 19. September 1906.)

Diskussion.

Ruer (Göttingen): Die optischen Methoden, selbst die Ultramikroskopie, sind meines Wissens noch nicht zu solcher Feinheit gediehen, um molekulare Dimensionen wahrzunehmen. Aus diesem Grunde scheint mir der Beweis, daß die niedergeschlagene Bleisuperoxydschicht gleichmäßig ist, nicht erbracht. Auf optischem Wege ist das eben z. Z. nicht möglich. Solange aber der Beweis für die Gleichmäßigkeit der niedergeschlagenen Bleisuperoxydschicht nicht geführt ist, ist die Berechnung der Dicke derselben nach dem Faradayschen Gesetze und weiterhin der Schluß, daß man Schichten von molekularer Dicke optisch nachweisen könne, natürlich nicht zulässig.

Koch (Stuttgart): Daß bei der Polarisation eine Oberflächenveränderung, also wohl auch eine Schichtbildung, stattfindet, glaube ich, haben meine Versuche gezeigt, denn die Reibung an Platinflächen, die polarisiert sind, ändert sich; und zwar vermehrt die Sauerstoffpolarisation die Reibung, während Wasserstoffpolarisation sie vermindert; eine Schicht muß also meiner Meinung nach wegen der Änderungen der Reibungskonstante doch vorhanden sein.

Vortragender: Ich habe immer nur von optischer Homogenität der Schicht gesprochen. Die ist nachgewiesen durch das Fehlen einer Diffusion des Lichtes bei Beobachtung senkrecht zur Richtung der Lichtstrahlen. Ich glaube nicht, daß die Ansicht Herrn Ruers, daß so dünne Schichten optisch nicht wirksam sind, sich halten läßt. Mein Freund Königsberger hat diese Möglichkeit auch theoretisch nachgewiesen; ich werde die Publikation dieser Arbeit veranlassen, damit jeder Zweifel, ob solche dünnen Schichten möglich sind, behoben wird.

Siedentopf (Jena): Wenn die mittleren Inhomogenitäten der Fläche klein werden gegen die Wellenlänge des Lichtes, wird eine solche Fläche als Spiegel keine Diffusion des Lichtes geben. Es liegt das daran, daß bei diesen kleinsten Teilchen die Intensität des abgebeugten Lichtes mit der sechsten Potenz ihres Radius abnimmt. Die Korngröße der durch Diffusion des Lichtes noch nachweisbaren Ungleichheiten ist für verschiedene Substanzen ferner verschieden nach ihrer Dielektrizitätskonstante und ihrem Leitungsvermögen. Bei Gold tritt praktisch ein Aufhören der Diffusion des Lichtes ein und kolloidale Goldlösungen erscheinen optisch leer auch bei der feinsten ultramikroskopischen Prüfung bei einer Teilchengröße unter etwa 1 $\mu\mu$. Bei Gold könnten daher nur noch Unebenheiten unter dieser Größe bestehen geblieben sein. Damit sind wir aber schon viel näher den molekularen Dimensionen, als Herr Ruer annimmt. Es käme also nur noch darauf an, ob maximale Unebenheiten von dieser Kleinheit noch eine Rolle hier spielen können.

Ruer: Soweit ich Sie verstanden habe, ist auch Ihren Ausführungen nach durch die mitgeteilten Versuche nicht bewiesen, daß die Bleisuperoxydschicht homogen ist, wenn sie auch optisch so erscheint.

Siedentopf: Es kommt eben darauf an, wie unhomogen sie sein kann, und ob das überhaupt noch eine Rolle spielt.

Bose (Danzig): Es gibt einen einfachen elektrochemischen Grund, warum diese großen Inhomogenitäten nicht vorhanden sein können. Die Änderungen des Reflexionsvermögens steigen, wie vorhin mitgeteilt, zunächst linear an, und das scheint mir ein Beweis dafür zu sein, daß die dünne, neue Schicht sich zunächst an einzelnen Stellen bildet und sich allmählich bis zum völligen Bedecken der Elektrode ausdehnt. Dann wird das Potential des Spiegels bei gleichmäßiger Stromzufuhr nahe linear geändert, bis die ganze Fläche bedeckt und nunmehr eine völlig andere Oberfläche mit anderem Potential vorhanden ist. Elektrochemisch wäre es widersinnig, daß sich statt eines derartigen Vorganges von vornherein große Unregelmäßigkeiten ausbilden sollten. Handelte es sich z. B. um die Abscheidung von Bleisuperoxyd, so würde der zwischen diesem und der noch unveränderten Oberfläche bestehende Potentialunterschied bei der weiteren Elektrolyse bewirken, daß die Stromlinien nach der noch unveränderten Elektrodenfläche zusammen gedrängt werden. Dieser elektrochemische Grund spricht dafür, daß solche Unhomogenitäten nicht vorhanden sind.

Ruer: Zieht man das elektrochemische Verhalten, in unserem Falle also die von den Herren Königsberger und Müller gemessenen Potentialwerte, in Betracht, so scheinen mir die mitgeteilten Zahlen weit eher dafür zu sprechen, daß sich zuerst überhaupt keine Bleisuperoxydschicht auf der Elektrode niedergeschlagen hat. Die volle elektromotorische Kraft des Bleisuperoxyds wird bei einer (mittleren) Schichtdicke von 4,2 $\mu\mu$ erreicht, bei einer wenig geringeren Schichtdicke (3,34 $\mu\mu$ gleich dem 0,8fachen des obigen Wertes) finden sie schon 0,07 Volt weniger, bei dem 0,2fachen des obigen Wertes 0,6 Volt weniger. Vorausgesetzt, daß die mitgeteilten Zahlen Messungen von Gleichgewichten darstellen, müßte man nach unseren Erfahrungen über Elektrodenpotentiale erwarten, daß beispielsweise eine Verringerung der Schichtdicke von 4,2 auf 3,34 $\mu\mu$ praktisch keine Verminderung der elektromotorischen Kraft bewirken würde.

Bose: Auch bei beliebig unhomogener Verteilung eines metallisch leitenden Niederschlages

auf einer Elektrode wird man immer ein Mittelpotential bekommen, bis zu welchem die kurzgeschlossenen Komponenten sich gegenseitig polarisieren.

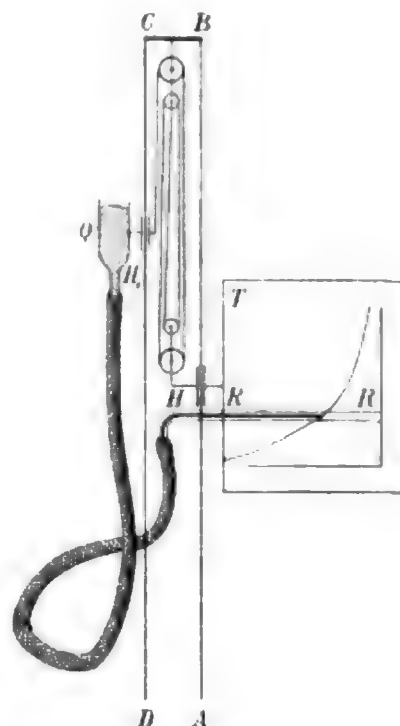
Vortragender: Die Ansicht des Herrn Bose wird dadurch gestützt, daß manchmal schon bei geringer Stromstärke und kürzerer Dauer eine Änderung beobachtet wurde. Das spricht dafür, daß zunächst in einem Punkte der Niederschlag erfolgt, dann sich die Schicht bildet und linear ausbreitet. Liegt der Anfangspunkt im Gesichtsfeld des Photometers, wird die Änderung schon sofort bemerkt; daß sich eine anfänglich sehr annähernd gleichmäßige Schicht bildet, geht daraus hervor, daß diese anfängliche sprungweise Änderung, auch wenn sie früh auftritt, zunächst bis Ablauf von 5″ konstant bleibt und dann erst die weitergehende Änderung eintritt. Daß man kleine Unterschiede unter 1 $\mu\mu$ nicht sehen kann, ist zweifellos; deswegen habe ich den Ausdruck „optisch homogen" gebraucht. Ich habe gesagt, daß die Oxydschichten, die man zur Erklärung der Passivität heranziehen will, dieselben Eigenschaften haben wie die hier hergestellten. Andere, wie Eisenglanz, haben bekanntlich auch ein kleines Reflexionsvermögen, und würden sich bei ähnlichen Dicken, wie das Bleisuperoxyd, bemerkbar machen. Es scheint mir also der Beweis gelungen, daß eine derartige Oxydschicht optisch wirksam ist. Nur falls gezeigt wird, daß ein Oxyd existiert, das metallisch reflektiert, läßt sich die Passivität durch eine Schicht eines solchen erklären. Ehe das aber nicht nachgewiesen ist, kann ich meine Behauptung, daß eine Oxydschicht nicht der Grund des passiven Verhaltens ist, aufrecht erhalten.

Hermann J. Reiff (Wetzlar), Die Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes.

Vor einiger Zeit habe ich in der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht eine Vorrichtung beschrieben, mit der sich in einfacher Weise an der — vertikal verschiebbaren — Wandtafel des physikalischen Lehrzimmers die Beziehung zwischen Volum und Druck eines Gases bei konstanter Temperatur, also das Boyle-Mariottesche Gesetz, in kontinuierlichem Gange demonstrieren läßt.

Wenn auch die Vorbereitung dieser Versuchsanordnung ziemlich geringe Mühe und Zeit erfordert, so schien es mir doch wünschenswert, den Apparat so auszugestalten, daß er ohne weiteres gebrauchsfertig aus der Sammlung genommen und zum Unterricht verwendet werden kann. Dies ist dadurch erreicht worden, daß die Einzelteile an einem genügend hohen — je nach dem gewünschten Demonstrationsbereich — Stativ vereinigt werden.

An einer Stativstange AB ist in einer Hülse H eine leichte Tafel T auf und abwärts verschiebbar, ebenso ein Quecksilbergefäß Q in H' an CD. Quecksilbergefäß Q und Tafel T sind durch einen Flaschenzug derart verbunden,



daß Q aufsteigt, wenn T sinkt und umgekehrt, das Wegeverhältnis beider ist 1 : 4, so daß also die Tafel um ein Viertel des Barometerstandes herabsinkt, wenn Q um den ganzen Barometerstand gehoben wird.

Mit Q kommuniziert ein Kapillarrohr RR, das an einer dritten Stange vor T fest angebracht ist.

Sperrt man nun in RR, bei gleichstehendem Niveau in Q und RR, eine Luftmenge von der Länge $^1/_4$ Barometerstand ab, und zeichnet — wie in der Figur — auf T ein Koordinatensystem mit derselben Einheit so auf, daß bei der Tafelbewegung das Ende von RR an der Ordinate entlang geht und RR selbst Parallele zur Abszisse im Abstand 1 ist, so folgt bei Bewegung der Tafel T oder des Gefäßes Q der Quecksilbermeniskus im Rohr RR der Hyperbel $p \cdot v = c$ und demonstriert damit in kontinuierlichem Gange das Boyle-Mariottesche Gesetz (Demonstration).

Ein besonderer Vorzug dieser Art der Demonstration scheint mir darin zu liegen, daß den Schülern — und dies ist besonders wichtig bei Anstalten, die im mathematischen Unterricht sehr beschränkt sind — auf diese Weise ganz unmittelbar vor Augen geführt werden kann, wie durch eine Kurve die Beziehung

zweier Größen dargestellt wird. Wenn es wünschenswert erscheint, kann hier anknüpfend in wenigen Worten die Methode der graphischen Darstellung erläutert werden.

Eine ähnliche Methode, die von U. Behn seinerzeit vorgeschlagen wurde, ist leider auf einen sehr zerbrechlichen Apparat angewiesen, welcher bei Annäherung an die Grenzen seines Demonstrationsbereiches wegen Dichtungsschwierigkeiten entweder sehr schwer zu bedienen oder ungenau ist.

Der Apparat wurde mir von Arthur Pfeiffer in Wetzlar hergestellt, ist dieser Firma geschützt und von ihr zu beziehen.

Man vergleiche hierzu:

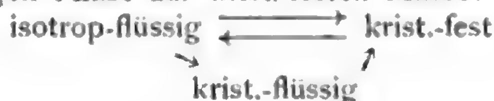
H. J. Reiff, Zeitschr. f. d. physik. u. chem. Unterricht **19**, 230ff., 1906.
U. Behn, ibidem **16**, 131, 1903.
F. Kiebitz, ibidem **19**, 24, 1906.

(Eingegangen 28. September 1906.)

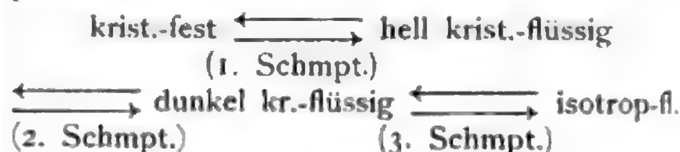
D. Vorländer (Halle a. S.), Über neue kristallinisch flüssige Substanzen (mit Lichtbildern).

Bei kristallinisch-flüssigen Substanzen bildet sich beim Schmelzen zwischen der kristallinisch-festen und der isotrop-flüssigen Phase eine zweite flüssige Phase, die meist doppelbrechend ist; die Substanz schmilzt beim Erhitzen zweimal und erstarrt auch umgekehrt beim Erkalten zweimal:

Vortragender hat früher festgestellt, daß diese Erscheinung im engsten Zusammenhang steht mit der chemischen Konstitution der Verbindungen, und daß sie durch dieselben Atomgruppen $C{=}C$, $C{=}N$ u. a. hervorgerufen und begünstigt wird, wie andere physikalische Eigenschaften, Farbe, Lichtbrechung, Drehungsvermögen. Auf Grund dieser Erfahrung wurden vom Vortragenden 26 neue krist.-flüssige Substanzen aufgefunden, deren Verhalten in vieler Hinsicht von den bisher bekannten abweicht. *p*-Anisal-*p*-anisidin und *p*-Anisal-*p*-phenetidin haben die Eigenschaft, nach dem Schmelzen nur dann in den krist.-flüssigen Zustand überzugehen, wenn sie frei von Keimen der festen Phase sind, und wenn sie vor dem Kristallisieren unterkühlt werden; sonst erstarren sie direkt unter Umgehung der krist.-flüssigen Phase zur krist.-festen Masse:



Eigenartig ist das Verhalten des *p*-Anisal-*p*-amidoacetophenons, welches in einer dunkeln, kristallinischen Flüssigkeit auftritt. Dunkele Kristalltropfen erscheinen vorübergehend (zwischen gekreuzten Nicols) und nach dem Erstarren unter Deckgläschen ist der Tropfen völlig dunkel, wie isotrop aussehend, doch zum Unterschied von der ursprünglichen isotropen Flüssigkeit bei Druck hell werdend; auch der Rand des Tropfens ist hell. Hier liegt eine neue Art kristallinischer Flüssigkeit vor. Besonders deutlich wird der Unterschied zwischen der hell anisotropen und der dunkel anisotropen Flüssigkeit dann, wenn ein und dieselbe Substanz die beiden Arten hervorbringt. Als solche Substanzen sind *p*-Azoxybromzimtsäureäthylester, *p*-Anisal-*p*-amidozimtsäureester und *p*-Acetoxyazobenzolakrylsäureester aufgefunden worden. Diese existieren in einer krist.-festen, zwei krist.-flüssigen und einer isotrop-flüssigen Phase und haben drei Schmelzpunkte bez. Übergangspunkte:



In der Anisal-*p*-amidobenzoesäure wurden 2 krist.-feste, eine krist.-flüssige und eine isotrop-flüssige Phase entdeckt.

Zum ersten Male ist es gelungen, flüssige Kristalle mit geraden Kanten und Winkeln zu beobachten und zu photographieren, so daß ein wesentlicher Unterschied im Wachstum der Kristalle oder in der Gestaltungskraft (nach O. Lehmann) des flüssigen und des festen Aggregatzustandes nicht mehr existiert.

(Eingegangen 24. September 1906.)

Diskussion.

Bose: Ich möchte nur darauf hinweisen, daß es vielleicht nicht ganz sicher ist, daß es sich hier bei der sog. dunkeln kristallinischen Flüssigkeit um eine Anisotropie handelt. Glas ist bekanntlich kein anisotroper Körper, aber bei Druck erfolgt auch Aufhellung, das Glas wird doppelbrechend. Diese Tatsache einer Aufhellung auf Druck sagt also nicht aus, daß die Substanz eine anisotrope Flüssigkeit gewesen ist. Auch bei einer Flüssigkeit kann so etwas eintreten, wenn die innere Reibung groß genug ist, um ein momentanes Ausweichen zu verhindern. In dem engen Raum zwischen Objektträger und Deckglas könnte auch bei nur mäßiger Viskosität die Aufhellung auf Druck erfolgen.

Freilich würde es sich dann um zwei isotrope Modifikationen einer und derselben

flüssigen Substanz handeln, und das wäre auch etwas Neues und sogar etwas überaus Interessantes, denn man kennt bisher keine Flüssigkeit in zwei isotropen Modifikationen.

Vortragender: Es ist kein Zweifel an der Anisotropie der Substanz. Denn auch wenn man das Deckgläschen wegnimmt, ist eine trübe, doppelbrechende Flüssigkeit sichtbar. Ein Zweifel an der Anisotropie dieser neuen Zwischenphase kann also nicht existieren. Der Druck ist für uns nur ein Mittel, um den isotropen und dunkel anisotropen Zustand zu unterscheiden; eine isotrope Flüssigkeit bleibt bei Druck stets dunkel.

Siedentopf (Jena): Nach O. Lehmanns Meinung ist die dunkle kristallinische Phase pseudoisotrop. Durch die Richtkraft des Deckglases stellen sich die doppelbrechenden Teilchen mit ihrer optischen Achse parallel der Mikroskopachse und erscheinen dann dunkel zwischen gekreuzten Nicols. Wenn das aber eine sekundäre Erscheinung wäre, so entsteht die Frage, ob diese Erscheinung als besondere Phase anzusprechen ist.

Vortragender: Wir haben es unzweifelhaft mit einer neuen Phase zu tun, welche für sich getrennt neben der isotropen und auch neben der hell kristallinischen Flüssigkeit auftritt.

Siedentopf (Jena): Einen exakten Nachweis darüber würde etwa die Messung der Doppelbrechung ergeben.

Vortragender: Die nähere Untersuchung dieser Körper ist, wie Sie ja wissen, noch in Aussicht.

E. Wedekind (Tübingen), Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion.

Reaktionen, die mit prächtiger Lumineszenz ablaufen, hat neuerdings Trautz studiert; besonders bekannt ist die schöne feuerrote Lumineszenz, die bemerkbar wird, wenn man ein Gemisch von Formaldehyd und Pyrogallol mit konz. Wasserstoffsuperoxyd (sogen. Perhydrol) behandelt. Eine prachtvolle grüne Reaktionslumineszenz beobachtete der Vortragende zufällig, als er ätherische Lösungen von Chlorpikrin $Cl_3C(NO_2)$ und Phenylmagnesiumbromid $C_6H_5Mg\cdot Br$ zusammenbrachte. Der Versuch ist deswegen instruktiv, weil die grüne Flamme sich unter Äther befindet, ohne daß letzterer sich entzündet. Das erwartete Nitrotriphenylmethan $NO_2\cdot C(C_6H_5)_3$ konnte nicht erhalten werden; aus dem Reaktionsgemisch ließ sich bisher nur Diphenyl isolieren.

(Eingegangen 18. September 1906.)

E. Wedekind (Tübingen), Über magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen.

Als magnetische Stoffe waren bis vor kurzem nur Eisen und die dem Eisen nahestehenden Metalle Nickel und Kobalt bekannt. Es ist das Verdienst Heuslers, zuerst gezeigt zu haben, daß gewisse Legierungen des Mangans, welches an sich unmagnetisch ist, magnetisierbar sind. Der Vortragende hat schon vor einiger Zeit magnetische Manganverbindungen dargestellt und über deren Eigenschaften auf der vorjährigen Versammlung der deutschen Bunsengesellschaft zu Karlsruhe berichtet. Die genannten Verbindungen sind nach bestimmten stöchiometrischen Quantitäten zusammengesetzt und enthalten als zweite Komponente Elemente, wie Bor, Antimon, Phosphor u. a., welche ebenfalls an sich nicht magnetisch sind. Sehr bemerkenswert ist die Tatsache, daß die genannten Substanzen einen ziemlich starken remanenten Magnetismus besitzen, und daß sowohl die kompakten Stücke als auch die gepreßten Pulver als permanente Magnete wirken. Ein Präparatenglas, das mit dem magnetisierten Manganboridpulver gefüllt und an einem Kokonfaden aufgehängt ist, stellt sich in den magnetischen Meridian ein. Schüttelt man das Gläschen, so verschwinden die Pole und damit die Richtfähigkeit. Im weiteren Verlauf der Untersuchung hat sich gezeigt, daß die Magnetisierbarkeit unter den Manganverbindungen viel verbreiteter ist, als man vermuten konnte; besonderes Interesse verdient die Verbindung des Mangans mit dem Wismut, welche stark magnetisch ist, obwohl das Wismut ein typisch diamagnetisches Metall ist. Manche Manganverbindungen sind an sich unmagnetisch, werden aber merkwürdigerweise durch Erhitzen auf hohe Temperatur magnetisierbar; hierher gehört das Schwefelmangan und die Verbindung von Mangan und Arsen. Auch das Mangankarbid ist schwach magnetisch. Das entsprechende Silicid Mn_2Si ist hingegen nicht magnetisierbar, selbst wenn es hoch erhitzt wird. Sehr interessant gestaltete sich die Untersuchung der Manganstickstoffverbindungen; es zeigte sich, daß man eine Magnetisierung des Mangans durch elementaren bzw. gebundenen Stickstoff (Ammoniakgas) bei den Temperaturen des Gasofens nicht erreichen kann, wohl aber bei ca. 2000^0 und bei Anwendung von Ammoniak. Das erhaltene mattgraue Produkt enthält nur sehr wenig Stickstoff (ca. 6 Prozent), zeigt aber ganz veränderte Eigenschaften, denn es springt an den Magneten wie Eisen. Eine sehr wichtige Rolle scheinen bei diesen Magnetisierungen die hohen Temperaturen (von $2000-2300^0$) zu spielen, denn es gelang, unter diesen Bedingungen Mangan auch

im Sauerstoffstrom in den magnetischen Zustand überzuführen. Auch ein Salz des Mangans ist magnetisch, und zwar das wasserfreie Manganjodür; da letzteres sehr hygroskopisch ist[1]), so läßt sich das Phänomen nur vorübergehend beobachten. Von einigen magnetischen Manganverbindungen wurden mit Hilfe der magnetometrischen Methode Magnetisierungskurven aufgenommen; mit den pulverförmigen Substanzen konnte man bis zur Sättigung kommen, mit den geschmolzenen nicht. Am stärksten magnetisch ist das Manganantimonid $MnSb$; es folgen dann die Manganboride. Eisen ist zwar noch stärker magnetisch, aber die Permeabilität der genannten Manganverbindungen ist doch ungefähr von derselben Größenordnung wie diejenige des Eisens. Gewisse Verbindungen des Chroms, wie das Chromborid CrB scheinen ebenfalls, wenn auch in geringerem Grade, magnetisierbar zu sein.

Auf Grund der Existenz von magnetischen Legierungen und Verbindungen aus unmagnetischen Komponenten und auf Grund der Tatsache, daß auch unmagnetische Legierungen aus magnetischen Metallen erhalten worden sind, bekundet sich der Magnetismus als eine molekulare Eigenschaft, welche den atomistischen im Eisen, Nickel und Kobalt an die Seite zu setzen ist. Über die Gründe, warum gerade bestimmte Manganverbindungen magnetisch sind bezw. durch Erhitzen erst diese Eigenschaft annehmen, kann man z. Zt. noch keine bestimmte Meinung äußern. Die angewandten hohen Temperaturen scheinen jedenfalls nicht im Sinne einer Energiezufuhr zu wirken, sondern eher chemisch in der Weise, daß die magnetisch-stabilen Manganverbindungen gebildet werden; letztere sind in der Regel die manganreichsten. Im übrigen ist darauf hinzuweisen, daß diejenigen Elemente, welche entweder als solche oder in Form von gewissen einfach zusammengesetzten Verbindungen ferromagnetische Eigenschaften besitzen bezw. erwerben können, also Chrom, Mangan, Eisen, Kobalt und Nickel im periodischen System nebeneinander stehen. Es ist daher wahrscheinlich, daß nur in dieser Gruppe — event. also noch bei dem links vom Chrom stehenden Vanadium — ferromagnetische Eigenschaften vorkommen.

(Eingegangen 18. September 1906.)

Diskussion.

Rudolf H. Weber (Heidelberg). Ich möchte den Herrn Vortragenden fragen, ob es ihm gelungen ist, MnB und MnB_2 voneinander rein getrennt zu untersuchen.

Vortragender: Das ist mir — soweit magnetische Messungen in Frage kommen — leider nicht gelungen.

Weber: Vor kurzem hat ein Amerikaner, ich weiß augenblicklich den Namen nicht, eine Arbeit veröffentlicht, worin behauptet wird, daß das MnB magnetischer ist, das MnB_2 dagegen nicht.

Vortragender: Das ist nicht der Fall. Qualitativ sind beide untersucht worden, und zeigten sich beide magnetisierbar; eine vollkommene Trennung der beiden Boride ist allerdings schwierig.

1) Das Verhalten von Pulvern im magnetischen Feld ist bekanntlich schlecht definiert; entscheidend können daher nur Messungen von kompaktem Material sein. Da die magnetometrische Methode bisher insofern nicht befriedigte, als es nicht gelang, bis zur Sättigung zu kommen, so sollen die endgültigen Messungen mit Hilfe einer anderen Methode vorgenommen werden.

K. R. Koch (Stuttgart), Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs. Nach den Untersuchungen von Herrn A. Heurung.

Nachdem eine Reihe von Untersuchungen von Mineralquellen der Erde auf ihre Radioaktivität ausgeführt sind, lag es nahe, diese Untersuchung auch auf die zahlreichen Mineralquellen Württembergs auszudehnen. Es lag nicht in der Absicht, sämtliche Mineralquellen Württembergs der Untersuchung zu unterziehen, wir begnügten uns vielmehr, uns auf die bekannteren und namentlich die wegen ihrer behaupteten Heilwirkung berühmteren zu beschränken.

Die Untersuchung führte Herr cand. math. A. Heurung nach den bekannten Methoden aus. Der Einfachheit und Bequemlichkeit ihrer Anwendung wegen wurde die von Engler und Sieveking angegebene Modifikation der Untersuchungsmethode von Himstedt benutzt, da ich mich durch Parallelversuche überzeugte, daß weder das direkte einfache Einfüllen in den Beobachtungsapparat, noch der schmale Luftspalt, der der Stange des Zerstreuungskörpers den Durchtritt in den Apparat gestattet (durch den also der Zerstreuungskörper von dem zur Erde abgeleiteten Beobachtungsapparat isoliert ist) irgendwie in Betracht kommende wesentliche Verluste des Emanationsgehaltes mit sich brachte.

Das zu untersuchende Wasser wurde von Herrn Heurung selbst in Flaschen mit Patentverschluß den Quellen entnommen, sofort nach Stuttgart transportiert und mit einigen Ausnahmen innerhalb 12 bis höchstens 24 Stunden nach der Entnahme untersucht. Für die Untersuchung wurde, da es sich um schwach radioaktive Wasser handelte, 1 Liter benutzt. Die Korrektur für die induzierte Radioaktivität ist nicht anzubringen, da nach der Benutzung der Apparat mit inaktivem Wasser ausgespült wurde

und mindestens 1 Tag lang offen stand; außerdem wurde für die Berechnungen jeweils nur die I. Beobachtungsreihe eines Satzes benutzt, vor der der Apparat eine längere Zeit unbenutzt und offen gestanden hatte; die zwei anderen Reihen dienten mehr dazu, etwaige grobe Fehler, die sich unbemerkt eingeschlichen haben konnten, aufzufinden; im ganzen ergaben aber die drei Reihen bis auf einige Prozente übereinstimmende Werte. Trotzdem glaube ich doch, daß eine Angabe dem Resultate des auftretenden Stromes in 1000 E. S. E. auf eine Dezimalstelle, also in zwei Ziffern hinreichend ist, da mehrere Versuche zeigten, daß die Radioaktivität einer Quelle sich zeitlich stark ändern kann, da, wie auch von anderer Seite schon bemerkt, die Beimischung von Tagwassern die Radioaktivität bedeutend herunterzusetzen vermag.

Es gibt deshalb die nachfolgende Tabelle durchaus keine absolute Gewähr dafür, daß tatsächlich die Mineralquellen genau in der Reihenfolge, in der sie in dem Verzeichnis aufgeführt sind, in bezug auf die Stärke ihrer Radioaktivität rangieren; im großen und ganzen dürfte jedoch diese Folge richtig sein.

Name der Quelle	$i \cdot 10^3$ in E.S.E.	Name der Quelle	$i \cdot 10^3$ in E.S.E.
Göppinger Sauerbrunn.	3,1	Niedernauer Stahlquell.	1,4
Jebenhauser Quelle . .	2,9	Feinacher Hirschquelle	1,1
Mergentheimer Karlsquelle	2,4	Berger Mineralwasser (Nenners Bad) . .	1,05
Liebenzell, Trinkquelle hinter d. unteren Bad	1,9	Niedernauer Bergquelle	1,0
Liebenzell, Kl.-Wildbad	1,85	Leuze (Inselbad) . .	0,7
Wildbad	1,85	Kannstatt, Kursaal .	0,55
Liebenzell, unteres Bad (im Hause)	1,7	Offenauer Salzbrunnen	0,5
Quelle zwisch. Faurndau und Jebenhausen .	1,5	Eyach-Sprudel . . .	0,5
Göppinger Staufenbrunnen	1,4	Überkingen-Sprudel .	0,5
		Göpping. Grundwasser	0,5

Die außerdem noch untersuchten Quellen von Steinheim, die Schwefelquelle in den Kgl. Anlagen bei Stuttgart, die Quellen in Bad Boll, in Beinstein, der Salzbrunnen in Hall usw., zeigten keine größere Radioaktivität als das Quellwasser, das aus dem laufenden offenen Brunnen im Hof der technischen Hochschule stammt.

Selbstverständlich ist bei den Zahlen der Tabelle der Normalverlust, etwa 15 Volt pro Stunde des Elektroskops (wenn also der Apparat mit 1 Liter destilliertem ausgekochten Wasser gefüllt war), überall in Abzug gebracht und auch die Restaktivität des Wassers mit 3 Proz. nach v. Traubenberg und Himstedt hinzugefügt.

Auch wurde in bekannter Weise die Natur der Radioaktivität durch Feststellung der Abklingungskurve von mir bestimmt; aus der Form der Kurve ist man berechtigt, auf Radioaktivität zu schließen; ob natürlich außerdem noch andere schnell abklingende Aktivität vorhanden ist, konnte bei diesen Versuchen nicht ermittelt werden, da die Untersuchungen immer erst einige Stunden nach der Entnahme aus der Quelle stattfanden. Auch die Beobachtung, daß die Aktivität des in den verkorkten Flaschen aufbewahrten Wassers in vier Tagen auf die Hälfte abnimmt, deutet auf Radioaktivität als Quelle der Emanation (vgl. C. R, 138, S. 1150, 1904, Arbeit von Curie und Laborde).

Aus den mitgeteilten Daten folgt, daß die Radioaktivität der von uns untersuchten Mineralquellen Württembergs sich im allgemeinen in bescheidenen Grenzen hält, die großen Werte anderer Mineralquellen, z. B. der Bütt- und Murquelle in Baden-Baden ($i \cdot 10^3$ = etwa 100 bezw. etwa 25 E. S. E.), der Quellen von Gastein (Elisabethenquelle $i \cdot 10^3$ = etwa 140 . E. S. E., Grabenbäckerquelle $i \cdot 10^3$ = 150 . E. S. E.), werden bei weitem nicht erreicht.

Interessant mag es sein, daß diejenigen Quellen, die im Volk sich einer gewissen Beliebtheit erfreuen und auch von der Wissenschaft als heilkräftig angesehen werden, also von Göppingen, Mergentheim, Liebenzell, Wildbad, Niedernau, Teinach, die verhältnismäßig größte Radioaktivität besitzen.

Stuttgart, Physik. Institut, September 1906.

(Eingegangen 19. Oktober 1906.)

Diskussion.

Sieveking: Ich möchte fragen, ob die Bemerkung, daß die Messungen um 3 Uhr, 4 Uhr, 5 Uhr andere Werte ergeben, sich auf Messungen mit dem Elster-Geitelschen Apparat bezieht oder auf Messungen mit dem von Engler und mir angegebenen Apparat.

Vortragender: Ich scheine mißverstanden. Wenn das Wasser um 3 Uhr, 4 Uhr oder um 5 Uhr entnommen wird, bekommt man unter Umständen andere Werte; auf den Apparat kommt es dabei nicht an. Ich wollte mit meiner Bemerkung nur sagen, daß die Messungsresultate nicht sehr genau sind. Es handelt sich um die Zeit des Abfüllens des Wassers, nicht um den Apparat. Es ist ja auch von anderer Seite, ich glaube, auch schon von Ihnen, darauf hingewiesen worden, daß die Radioaktivität der Quellen mit den Tageszeiten schwankt.

Gustav Looser (Essen), Unterrichtsapparate.

Der Vortragende führte den verbesserten Zusatzapparat zum Doppelthermoskope speziell

für strahlende Wärme (hergestellt von der Firma Leybold Nachf., Köln) vor. Es handelt sich um neue Brenner für leuchtende und direkte Wärmestrahlen, sowie Einfügung von Reflektoren in den Gang der Strahlen zur Erzeugung einer energischeren Bestrahlung. Der Apparat soll in einem der nächsten Hefte der Zeitschr. für phys. u. chem. Unterr. näher beschrieben werden. An zwei Versuchen, Unterschied der Absorption von hellen und dunklen Wärmestrahlen durch Glas und Absorption von Wärmestrahlen an blanken und berußten Metallflächen, wurde die Wirksamkeit der neuen Anordnung gezeigt. Die übrigen Versuche wurden kurz angedeutet. Hierauf zeigte der Redner noch den Versuch, Wärme durch Schütteln von Quecksilber zu erzeugen.

Zweiter Gegenstand des Vortrages war die Vorführung eines neuen „Taupunktfinders", wie der Vortragende seinen Apparat nennt. Er vermeidet die Übelstände des Daniellschen dadurch, daß die durch Äther abgekühlte Metallplatte seitlich in den Raum hinausragt und weniger abgekühlt wird, so daß sie nicht beschlägt und als Vergleichsobjekt blank bleibt. Der Äther kann durch Gummigebläse oder durch Leuchtgas verdunstet werden. Unter der durch Äther abgekühlten Kammer befindet sich noch eine andere, die mit dem Doppelthermoskop verbunden werden kann und dann gebraucht wird, wenn das Instrument nicht zum Beobachten, sondern als Demonstrationsapparat dienen soll. Der beschriebene Apparat wurde zuerst im April 1901 öffentlich vorgeführt. Er wird von Hans Hilgers (Bonn) angefertigt. Genauere Beschreibung ist erfolgt in der genannten Zeitschrift 15, Heft 5.

(Eingegangen 12. Oktober 1906.)

Diskussion.

Spies (Posen): Ich möchte den Vortragenden fragen, ob ihm das Hygrometer von Alluard bekannt ist. Das scheint mir dieselbe Konstruktion zu sein; es wird jetzt viel von Meteorologen benutzt und ist auch in manche Lehrbücher übergegangen. Ich habe es auch in mein Lehrbuch aufgenommen, ebenfalls zu dem Zweck, endlich das Daniellsche Hygrometer zu verbannen.

Vortragender: Der Apparat von Alluard ist mir nicht bekannt. Dagegen ist ein anderer auf ähnlichem Prinzip, ich glaube, von Lambrecht, gebaut worden, ich weiß nicht, ob vor oder nach meinem Taupunktfinder. Über die Priorität mache ich mir kein Kopfzerbrechen; mir kommt es auf die Beseitigung des Daniellschen Hygrometers an, dessen Klischee trotz seiner Mängel nach wie vor durch alle Bücher geht. Ich habe meinen Apparat im April 1901 vorgeführt und ein Jahr vorher ausführen lassen.

Koestler (Wiesbaden): Wieviel steigt bei dem Quecksilberversuch die Flüssigkeit? Wenn es so gering ist, könnte man es auch durch die Erwärmung bei der fortwährenden Biegung und Dehnung des Verbindungsschlauches beim Schütteln erklären.

Vortragender: Diesen Einwand, ob durch die Reibung der Luft oder durch die Deformation des Schlauches Wärme entstehen könne, habe ich mir selbst gemacht, als ich den Versuch anstellte. Ich habe deshalb genaue Kontrollversuche angestellt. Ich ließ zu dem Zwecke einen gleichen Apparat ohne Quecksilber herstellen, der genau in derselben Weise geschüttelt wurde. Hierbei wurde festgestellt, daß weder die Reibung der Luft, die Verbiegung des Schlauches, noch die wärmende Wirkung der Hand sich bemerkbar machte; zu letzterem Zweck habe ich den Versuch zuerst mit Handschuhen angestellt. In der vorgeführten Form scheint der Versuch allerdings nicht ganz einwandfrei; es könnte ein Gegenversuch so angestellt werden, daß gleichzeitig ein Apparat ohne Quecksilber gemacht und mit diesem zugleich geschüttelt würde. Ich würde diese Einrichtung auch getroffen haben, aber die physikalischen Kabinette der Schulen sind nicht sehr geneigt, viele Doppelapparate anzuschaffen. Zudem läßt sich der Kontrollversuch mit jeder andern leeren Kapsel machen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der a. o. Professor der Mathematik Dr. phil. Georg Landsberg in Breslau ist in gleicher Eigenschaft an die Kieler Universität **berufen** worden.

Ernannt wurden der Privatdozent der organischen Chemie Professor Dr. J. Tambor in Bern zum a. o. Professor der Farbenchemie, der a. o. Professor der Astronomie v. Oppolzer in Innsbruck zum o. Professor, der Zivilingenieur Rudolf Hundhausen in Berlin-Halensee zum o. Professor für spezielle Technologie an der Technischen Hochschule zu Dresden, der a. o Professor Dr. Franz Streintz an der Technischen Hochschule Graz zum o. Professor der Physik der a. o. Professor an der deutschen Universität in Prag Dr Joseph Ritter Geitler von Armingen zum a. o. Professor der Physik an der Universität Czernowitz.

Dem ord. Professor der Physik der Universität Würzburg, Dr. Wilhelm Wien, wurde der Titel und Rang eines Geheimen Hofrates verliehen.

Gestorben ist der Professor der Mathematik an der Universität Berlin Hugo Herwarth im 65. Lebensjahre, in Piacenza am 29. September der Physiker und Mathematiker Professor Dr. Bracciforti, der Professor der Chemie an der Universität Athen Dr. Anastasius Christomanos im 65. Lebensjahre, der Professor der Chemie in St. Petersburg Dr. Friedrich Konrad Beilstein.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. | 8. November 1906. | 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 23 am 8. November 1906.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beiträge zur Kenntnis des Zeeman-Phänomens.

Von Wilhelm Lohmann.

Das Rowland-Gitter, besonders von Runge und Paschen[1]) benutzt, erlaubt auf einer photographischen Aufnahme für bestimmte Verhältnisse des Magnetfeldes und der Lichtquelle das Zeeman-Phänomen zu untersuchen. Andere Apparate stärkerer Dispersion gestatten schon bei schwächeren Magnetfeldern die Untersuchung zu beginnen und feinere Einzelheiten zu erkennen. Das Stufengitter nimmt unter diesen Apparaten infolge der beträchtlichen Lichtstärke und der direkten Wiedergabe des Zerfalls eine hervorragende Stelle ein.

Auf die freundliche Anregung und mit gütiger Unterstützung des Herrn Prof. Dr. E. Dorn unternahm ich mit dem Stufengitter Untersuchungen über das Zeeman-Phänomen anzustellen. Die vorliegenden Mitteilungen mögen einen kurzen Überblick über die erhaltenen Resultate geben, wobei bezüglich einer eingehenden Behandlung auf eine spätere Veröffentlichung hingewiesen werden mag.

Zur Untersuchung gelangten die Hauptlinien der Spektra von Natrium, Quecksilber, Helium, Neon und Krypton.

Sämtliche Linien wurden photographisch aufgenommen.

Durch die Herstellung einer Lichtquelle, welche die Natriumlinien scharf und einfach bot, gelang es, im Stufengitter den Zerfall der D-Linien bereits bei einer Feldstärke von 5500 Gauß in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Runge und Paschen zu erhalten. D_1 lieferte bei der Beobachtung senkrecht zum Verlauf der Kraftlinien das bekannte Cornusche Quartett, D_2 das Sextett. Parallel zu den Kraftlinien ergibt D_1 das zirkularpolarisierte Dublett, D_2 ein Quartett, wie es nach den Erscheinungen bei senkrechter Beobachtung zu erwarten war. Die Trennungen der Komponenten in beiden Richtungen sind quantitativ gleich. Eine weitere Aufspaltung in höheren Feldern — bis zu 20000 Gauß — trat nicht ein, so daß die bisher gefundenen Auflösungen wohl als endgültig anzusehen sind. Bei einer scharfen Selbstumkehr der Natriumlinien verdoppelte sich entsprechend die Zahl der Komponenten.

Ohne Magnetfeld wurde wiederum die Einfachheit der D-Linien bestätigt. Alle entgegenstehenden Ansichten sind durch die außerordentlich leichte Selbstumkehr der Linien bedingt.

Von den Quecksilberlinien lieferte die grüne Linie ($\lambda = 5461$) ein Nonett, die blaue ($\lambda = 4359$) ein Sextett. Die gelben Linien ($\lambda = 5790$ und $\lambda = 5769$) geben in schwachen Feldern normale Tripletts. Jedoch löst sich das Triplett von $\lambda = 5769$ bei einer Steigerung der Feldstärke auf ca. 20000 Gauß zu einem Nonett. Dieser Zerfall ist von Runge und

1) C. Runge u. F. Paschen, Abhandlungen der Berliner Akademie. 1902. Anhang, Abh. I. Sitzungsberichte der Berliner Akademie. 1902. S. 380—386, 720—730.

Paschen nicht mehr erhalten. Dagegen fiel bereits den Beobachtern eine Abweichung der Trennung dieser Linie von der sonst herrschenden Gesetzmäßigkeit auf, welche über die Beobachtungsfehler hinausgeht. Mit dieser Trennung tritt zum ersten Male eine neue Art der Intensitätsverteilung unter den Komponenten hervor, welche vor allem einer Anzahl von Linien des Neonspektrums eigentümlich ist. Der Unterschied dieses Nonetts (Fig. 2) von dem der grünen Linie (Fig. 1) ist ersichtlich. Während bei $\lambda = 5461$ die stärkeren von den senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten der ursprünglichen Linie am nächsten liegen, so findet bei diesem neuen Nonett das Umgekehrte statt. Der Betrag der Abstände der Komponenten der gelben Linien entspricht den Messungen von Runge und Paschen.

Fig. 1. *Hg*: $\lambda = 5461$. Fig. 2. *Hg*: $\lambda = 5769$.

Die Heliumlinien, $\lambda = 6678$, $\lambda = 5048$, $\lambda = 5016$, $\lambda = 4922$ und $\lambda = 4713$ (Hauptlinie) ergeben normale Tripletts, ebenso wie die Hauptlinien der gelben ($\lambda = 5876$) und violetten ($\lambda = 4472$) Doppellinie. Hier jedoch komplizieren sich die Erscheinungen dadurch, daß neben dem Vorhandensein des Haupttrabanten ein weiterer Trabant in Frage kommt, welcher sich an die Hauptlinie nach der Seite der größeren Wellenlängen eng anschließt. Vermutungen über eine komplexe Struktur der gelben Heliumlinie sind neuerdings bereits von Nutting [1]) und Lord Rayleigh [2]) ausgesprochen, denen es jedoch vermittels eines Interferometers nach Fabry und Perot nicht gelang, die Struktur zu lösen. Auch mit dem Stufengitter kann eine Trennung nicht direkt wahrgenommen werden. Der Haupttrabant der gelben Linie liefert im Magnetfelde wahrscheinlich ein Oktett, der neue Trabant ein Septett, welches mit dem von Becquerel und Deslandres [3]) im Eisenspektrum gefundenen Quintett im Zusammenhang zu stehen scheint. Die violette Heliumlinie ($\lambda = 4472$) gehört der gleichen Serie wie die gelbe an. Der Zerfall des Haupttrabanten entspricht dem der gelben Linie und auch bezüglich der Hauptlinien ergibt sich die Bestätigung des Seriengesetzes. Sehr sonderbar ist es, daß der Zerfall, in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt, für alle untersuchten Heliumlinien nahezu gleich ist und daß sich, obwohl nur Serienlinien vorliegen, in der Hauptsache ein normaler Zerfall in Tripletts ergeben hat. Die quantitativen Ergebnisse bei der Untersuchung von $\lambda = 6678$, $\lambda = 5876$ und $\lambda = 5016$ weichen von den Beobachtungen von Gray, Stewart, Houstoun und McQuistan [1]) in einer Weise ab, welche die Richtigkeit jener Beobachtungen in Zweifel stellen.

1) Astroph. Journ. **23**, 64—78, 1906.
2) Phil. Mag. (6) **11**, 685—703, 1906.
3) Compt. Rend. **127**, 18—24, 1898.

Überraschung bringt die Untersuchung des Neonspektrums. Das von mir nach dem Verfahren der Herren Dr. R. Schmidt und Dr. Valentiner [2]) hergestellte Neon weist von den Angaben Balys [3]) über die Neonlinien einige bemerkenswerte Abweichungen auf. Zunächst konnte durch die Untersuchung des Zeeman-Phänomens festgestellt werden, daß die bei $\lambda = 6678$ gelegene Linie, welche sowohl von Liveing und Dewar [4]) als auch von Baly dem Helium zugeschrieben wurde, dem Neon angehört. Im Stufengitter konnten vermittels eines Vergleichprismas beide Linien gleichzeitig gesehen und deutlich unterschieden werden. Die Linie $\lambda = 6328,38$ nach Baly war an jener Stelle nicht zu finden. Dagegen fand ich mit einem Steinheilschen Spektralapparat eine sehr starke Linie bei etwa $\lambda = 6335$, deren Lage Herr Professor Dorn mit einem Apparat stärkerer Dispersion zu $\lambda = 6335,05$ feststellte. Die Beobachtungen im Stufengitter geben zu der Annahme einer grünen Doppellinie $\lambda = 5400,77$ und $\lambda = 5400,50$ keinen Anhalt. Die Neonlinien haben sämtlich einfache Struktur, jede Komplikation ist ausgeschlossen.

Die Erscheinungen im Magnetfelde sind von außergewöhnlicher Mannigfaltigkeit. Die folgende Tabelle bietet den qualitativen Zerfall der untersuchten Linien senkrecht zum Verlauf der Kraftlinien.

Da Serienlinien in einem so engen Spektralbereich, wie ihn der beobachtete bietet, gewöhnlich nicht vorliegen, so ist von vornherein nicht zu erwarten, daß Übereinstimmungen des Zerfalls bei den komplizierten Typen stattfinden. Tatsächlich kommen unter den Trennungen in 6, 9 und 12 Linien keine Wiederholungen desselben Typus vor. Die Linien zerfallen sämtlich in quantitativ anderer Weise. Wohl aber hätte für die Tripletts in Analogie mit dem Quecksilberspektrum ein gleicher Zerfall vermutet werden können. Das trifft nicht zu. Nur zwei Paare haben, in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt, gleiche Tren-

1) Proc. Roy. Soc. **72**, 16—21, 1904.
2) Ann. d. Phys. (4) **18**, 187—197, 1905.
3) Phil. Trans. A. **202**, 183—232, 1904.
4) Proc. Roy. Soc. **67**, 407—477, 1901.

λ in A.E.	Anzahl der Komponenten	Intensitätsverhältnisse der Nonetts
5401	3	
5852,65	3	
5882,04	9	invers
5944,91	12	
5975,78	9	invers
6030,20	6	
6074,52	3	
6096,37	9	normal
6143,28	12	
6163,79	3	
6217,50	9	invers
6266,66	3	
6304,99	9	normal
6335	12	
6383,15	6	
6402,40	15	
6506,72	9	normal
6533,10	3	
6599,16	6	
6678	9	invers
6717,20	3	

nung, die übrigen stehen vereinzelt da. Ein Fundamentalabstand wie bei den Quecksilberlinien ist hier nicht aufzustellen. Bemerkenswert ist aber, daß unter dem Zerfall der untersuchten Neonlinien durchaus keine Abweichung vom normalen Verhalten hervortritt. Die beobachteten Typen sind aus dem normalen Triplett abzuleiten, indem jede Linie des Tripletts in 2, 3, 4 oder 5 Komponenten zerfallen kann. Bei der Beobachtung parallel zu den Kraftlinien konnte nachgewiesen werden, daß die hier auftretenden Dublettgruppen denen bei der Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien qualitativ wie quantitativ vollkommen entsprechen.

Von den Kryptonlinien konnten die gelbe ($\lambda = 5871{,}12$) und die grüne ($\lambda = 5570{,}5$) photographisch fixiert werden. Der Zerfall liefert Tripletts, deren Trennungen mit den oben erwähnten beiden Paaren der Neonlinien übereinstimmen.

Xenon ist zur Beobachtung ungeeignet. Bei vielen weiteren Neonlinien, Linien des ersten wie des zweiten Kryptonspektrums, zeigte Okularbeobachtung eine Andeutung, daß auch bei diesen Linien komplizierte Trennungen vorliegen. Wegen Lichtschwäche läßt aber weder das Auge noch die photographische Aufnahme weiteres erkennen.

Als die Hauptresultate dieser Arbeit sind vor allem neben den spektroskopischen Ergebnissen die Trennungen der Helium- und Neonlinien von besonderer Wichtigkeit. Den bisherigen Untersuchungen des Zeeman-Phänomens wird neues reichliches Material hinzugefügt. Zwölffache Trennungen wie auch der fünfzehnfache Zerfall sind neu. Runge und Paschen finden im Quecksilberspektrum dreizehn- und vierzehnfache Trennungen, die vielleicht zu reduzieren sein werden. Das Nonett mit inverser Intensität ist bisher noch nicht beobachtet. Anlaß zu Überlegungen gibt das Verhalten der gelben Quecksilberlinie ($\lambda = 5769$). Als isolierte, d. h. nicht zu einer Serie gehörende Linie hat sie, abweichend von der gewöhnlichen Annahme, einen komplizierten Zerfall ergeben. Die Annahme des normalen Verhaltens der isolierten Linien trifft also nicht zu, oder aber $\lambda = 5769$ muß einer neuen Serie zugeordnet werden.

Meinem hochverehrten Lehrer Herrn Professor Dr. E. Dorn bin ich zu großem Danke verpflichtet für die liebenswürdige Unterstützung bei dieser Arbeit und das rege Interesse an den Fortschritten derselben.

Halle, Physikalisches Institut, Oktober 1906.

(Eingegangen 17. Oktober 1906.)

Über eine Fundamentalfrage der Elektrooptik.

(Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn G. Aeckerlein.)

Von W. Voigt.

Die schönen Beobachtungen des Herrn Aeckerlein[1]) über das elektrische Kerr-Phänomen, die durch einen Zufall erst jetzt zu meiner Kenntnis kommen, veranlassen mich zu einer Bemerkung, welche die vom Verfasser aus seinen Resultaten gezogenen theoretischen Konsequenzen betrifft.

Gewisse spezielle theoretische Ansätze ergeben zwischen den Veränderungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Welle, die normal zu den elektrischen Kraftlinien fortschreitet, je nachdem ihre elektrische Schwingung parallel oder normal zu den Kraftlinien stattfindet, eine numerische Beziehung. Die Kerrschen ungenaueren Beobachtungen bestätigen diese Relation ebensowenig, wie die genaueren Beobachtungen des Herrn Aeckerlein. Herr A. schließt daraus auf die Unhaltbarkeit der genannten speziellen Theorien.

Indessen übersieht Herr A. hierbei, daß beide Beobachtungen keineswegs rein und einfach diejenigen Erscheinungen betreffen, auf die jene Theorien sich beziehen. Dem eigentlichen Kerr-Phänomen, dessen Erklärung die Theorie versucht, superponiert sich vielmehr jederzeit die optische Wirkung der Elektrostriktion in dem untersuchten Körper, der, wenn flüssig, in dem homogenen Felde bekanntlich einen allseitig gleichen Druck erfährt. Es ist bekannt, daß Herr Pockels[2]) die Sonderung dieser beiden Umstände in dem Falle einiger azentrischer Kristalle mit großer Sorgfalt und bestem Erfolg vorgenommen hat, und die Resultate seiner Untersuchung zeigen deutlich, wie verschieden je nach den Körpern die numerischen Verhältnisse zwischen den beiderseitigen Wirkungen ausfallen.

1) G. Aeckerlein, diese Zeitschr. 7, 594, 1906.
2) F. Pockels, Gött. Abh. 39, 1, 1893.

Digitized by Google

Eine der Pockelsschen analoge Untersuchung an Flüssigkeiten ist also nötig, um die Fundamentalfrage, die Herr A. gelöst zu haben glaubt, in Wirklichkeit zu entscheiden. Dabei kommt überdies erschwerend der Umstand in Betracht, daß bei sehr schnellen elektrischen Schwingungen die Elektrostriktion sich voraussichtlich nur unvollständig, d. h. in einem schwer angebbaren Bruchteil des stationären Wertes ausbilden wird. Jedenfalls aber geben die bisherigen Beobachtungen des Herrn A. noch keinerlei Entscheidung. –

Was die von mir aufgestellte molekulare Theorie der elektrooptischen Vorgänge [1]) angeht, so setzt sie ganz speziell Körper voraus, die als Zeeman-Effekt das normale Triplett geben. Dabei ist es natürlich irrelevant, ob die betreffenden Absorptionsstreifen schmal genug sind, um das Triplett faktisch zu beobachten; es handelt sich nur um jene speziellste molekulare Konstitution, die Lorentz bei der Theorie des Tripletts voraussetzt. Die Beschränkung auf diesen Fall ergab sich ganz von selbst. Es handelte sich für mich s. Z. um den Nachweis, daß von der Elektronenhypothese aus im engsten Anschluß an die Erklärung der magnetooptischen Vorgänge auch eine solche der elektrooptischen Erscheinungen möglich wäre. Nun war und ist bisher das normale Triplett der einzige völlig auf Elektronenbewegung zurückgeführte Fall; ein Hinausgehen über ihn in elektrooptischer Hinsicht war also nicht möglich.

Indessen ist es durchaus wahrscheinlich, daß ebenso, wie kein Körper existiert, der im Magnetfelde nur normale Tripletts liefert, auch keiner existiert, der sich streng den auf der genannten Grundannahme gewonnenen elektrooptischen Gesetzen fügt. Natürlich würde damit keineswegs die Grundvorstellung der Theorie hinfällig, so wenig als man das Auftreten von Quadrupletts und Septupletts im Magnetfelde gegen die Elektronenhypothese an sich verwerten kann.

Solange es nicht gelingt, Mechanismen zu konstruieren, die jene komplizierteren Formen des Zeeman-Effektes liefern, wird man somit passend in der Elektro- wie in der Magnetooptik wesentlich phänomenologisch vorgehen und die Aufstellung von Differentialgleichungen, die mit gewissen allgemeinen Prinzipien im Einklang sind und alle bekannten Erscheinungen erklären, als ein erstrebenswertes Ziel betrachten dürfen. Dieses allgemeine Verfahren habe ich noch vor der Anlehnung an die speziellen Lorentzschen Vorstellungen zur Anwendung gebracht [2]) und das so gewonnene Erklärungssystem führt nicht zu der im Eingang genannten numerischen Beziehung. Es ist sehr wahrscheinlich, daß, wenn wir eine wirkliche Elektronentheorie der komplizierteren Formen des Zeeman-Effektes besäßen, ihre Fortbildung Gesetze des Kerr-Phänomens liefern würde, welche die gleiche Folgerung ergäben.

Göttingen, 18. Oktober 1906.

(Eingegangen 21. Oktober 1906.)

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. **4**, 107, 1901.
2) W. Voigt, Wied. Ann. **69**, 298, 1899.

Einige Eigenschaften des Aktiniums.

Von M. Levin.

Die folgende Arbeit enthält einige Untersuchungen über die physikalischen Eigenschaften des Aktiniums und seiner Zerfallsprodukte.

Die Verflüchtigung des aktiven Niederschlags. Die Temperatur der Verflüchtigung des aktiven Niederschlags des Thoriums ist von v. Lerch [1]) und eingehender von Miß Slater [2]) untersucht. Die entsprechende Temperaturbestimmung für die Produkte des aktiven Niederschlags des Aktiniums ist bisher noch nicht ausgeführt. Es ist von Godlewski [3]) angegeben, daß der aktive Niederschlag des Aktiniums außerordentlich leicht verdampft und von Meyer und Schweidler [4]), daß Aktinium-*A* bei Dunkelrotglut und Aktinium-*B* bei Hellrotglut flüchtig ist.

Zur Bestimmung dieser Temperatur wurden von dem Verfasser in der folgenden Weise Versuche ausgeführt. Ein Platindraht wurde aktiv gemacht, indem er negativ geladen für mehrere Stunden der Emanation exponiert wurde, so daß die niedergeschlagenen Produkte den Zustand des Gleichgewichts erreichten. Nachdem die Aktivität des Drahtes gemessen, und einige Punkte der Zerfallskurve bestimmt waren, wurde der Draht in einen elektrischen Ofen gebracht, dessen Temperatur eingestellt und für einige Zeit vor Beginn des Versuchs konstant gehalten war. Nachdem der Draht eine bestimmte Zeit hindurch erhitzt war, wurde unmittelbar mit der weiteren Verfolgung des Aktivitätsabfalls begonnen.

Die Temperatur wurde mit einem Platindrahtpyrometer von Dr. Barnes gemessen. Da das Pyrometer, verglichen mit dem Ofen, verhältnismäßig groß und der letztere nicht ganz gleichmäßig erhitzt war, mag ein Unterschied von wenigen Graden zwischen der von dem Pyrometer angezeigten Temperatur und der des Drahtes bestanden haben.

Die Resultate sind in Tabelle 1 wiedergegeben, in der *T* die Temperatur in Celsiusgraden bedeutet, *i* die Aktivität des Drahtes unmittelbar nach beendeter Erhitzung, ausgedrückt in

1) Ann. d. Phys. **12**, 745–766, 1903.
2) Phil. Mag. Mai 1905.
3) Phil. Mag. Mai 1905.
4) Sitzber. Wien. Akad. 1905.

Tabelle 1.

T	i	Z	Bemerkungen
140°	98,7	5'	Langsam. Abfall
386°	98,3	10'	„
390°	99,6	10'	„
404°	100,3	10'	„
412°	93,7	10'	„
443°	81,8	10'	„
455°	72	10'	„
468°	76	10'	„
484°	81,3	10'	„
508°	67,7	10'	„
512°	68,7	10'	„
530°	24,1	10'	„
533°	36,3	15'	„
650°	38	15'	„
660°	30,6	15'	„
750°	4,7	10'	„
800°	23,6 (59)	2'	Schneller Abfall
885°	12,75 (40)	2'	„
1015°	3,7 (9)	2'	„

Prozenten des Wertes, der sich unter der Annahme berechnet, daß die Aktivität des Drahtes während der Erhitzung mit einer Periode von 36 Min. abgefallen wäre. Z ist die Zeit, während welcher der Draht erhitzt wurde. Die letzte Kolumne enthält Bemerkungen, aus denen zu ersehen ist, ob die Aktivität nach dem Erhitzen mit der Periode von Aktinium-A (36 Min.) oder mit der von Aktinium-B (ca. 2 Min.) abfiel.

Aus den Zahlen geht hervor, daß Aktinium-A unterhalb 400° C nicht flüchtig ist. Oberhalb 400° tritt eine Verflüchtigung von Aktinium-A ein, deren Betrag mit Steigen der Temperatur aber nicht proportional wächst. Diese Erscheinung ist nicht auffallend, wenn man bedenkt, um eine wie kleine Menge von Materie es sich handelt. Ein ähnliches Verhalten ist an dem aktiven Niederschlag des Thoriums beobachtet. Bei 750° ist in 10 Minuten praktisch alles Aktinium-A verdampft.

Die Verflüchtigungstemperatur des Aktinium-B liegt bei etwa 700°. Diese Temperatur konnte wegen des schnellen Zerfalls von Aktinium-B nicht mit derselben Genauigkeit wie die von Aktinium-A bestimmt werden. Man sieht, daß die Verflüchtigung des Aktinium-B bei einer Temperatur begonnen haben muß, bei der Aktinium-A während der kurzen Zeit der Erhitzung noch nicht völlig verdampft war. Um eine klarere Anschauung über die Flüchtigkeit des Aktinium-B zu erhalten, wurde angenommen, daß alles Aktinium-A verdampft war, wenn der Draht eine Minute lang über 750° erhitzt war, und daß nach dieser Zeit die Aktivität des Drahtes mit einer Periode von 2 Min. abfiel. Es wurde dann die Aktivität berechnet, die der Draht zur Zeit der Messung nach dem Erhitzen haben sollte. Die beobachteten Werte sind in Prozenten dieser berechneten Werte in den Klammern angegeben. Da aus dem Verlauf der Kurven ersehen wurde, daß ein wenig Aktinium-A auch bei den hohen Temperaturen der letzten Versuche unverdampft geblieben war, so müssen die eingeklammerten Werte ein wenig zu hoch sein.

Nach den Messungen von Miß Slater[1]) ist Thorium-A bei ungefähr 630° und Thorium-B bei ungefähr 730° flüchtig. Es ist demnach sowohl beim Thorium wie beim Aktinium der erste Bestandteil des aktiven Niederschlags leichter flüchtig als der zweite, der die größere Zerfallsgeschwindigkeit besitzt. Im Falle des Radiums findet andererseits die Verflüchtigung in der Reihenfolge Radium-B, Radium-A, Radium-C statt, von denen Radium-A die kleinste und Radium-B die größte Periode des Zerfalls besitzt.

Elektrolyse der Aktiniumprodukte. Miß Brooks[2]) hat gefunden, daß, wenn eine salzsaure Lösung des aktiven Niederschlags des Aktiniums elektrolysiert wird, Aktinium-B an der Kathode abgeschieden wird. Dieser Versuch wurde mit einer salzsauren Lösung von Aktinium-X wiederholt und ergab das gleiche Resultat.[3]) Um zu untersuchen, ob Aktinium-A bei höheren Spannungen abgeschieden werden kann, wurde eine salpetersaure Lösung von Aktinium-X zwischen Platinelektroden elektrolysiert. Es wurde gefunden, daß mit einer Spannung, die zur Wasserzersetzung hinreichte, an der Kathode eine große Menge Aktinium-A neben einem Überschuß von Aktinium-B erhalten wurde.

Unter den gleichen Verhältnissen wurden nur Spuren von Aktinium-X abgeschieden. Aktinium-X kann jedoch durch Elektrolyse aus ammoniakalischer Lösung erhalten werden, bei einer Spannung unterhalb des Zersetzungspunktes des Wassers. Aus einer solchen Lösung erhält man das Aktinium-X an der Kathode neben einem Überschuß von Aktinium-A und Aktinium-B. v. Lerch[4]) hat gefunden, daß auch Thorium-X nur aus einer alkalischen Lösung elektrolytisch abgeschieden werden kann. Das elektrolytische Verhalten der beiden entsprechenden Produkte der Thorium- und Aktiniumreihe ist somit völlig analog.

v. Lerch hat für die Produkte des Thoriums und Radiums die Regel gefunden, daß die Elemente von kurzer Periode edler sind als die von längerer Periode. Diese Regel trifft auch für das Aktinium zu. Aus saurer Lösung wird Aktinium-B (Periode, 2,15 Minuten) bei der Zersetzungsspannung der Salzsäure (ca. 1,4 Volt), Aktinium-A (Periode 36 Minuten) bei der Spannung der Wasserzersetzung (ca. 1,7 Volt)

1) L. c.
2) Phil. Mag. Sept. 1904.
3) Die folgenden Versuche wurden mit Emanium von Giesel und Aktinium von Debierne ausgeführt.
4) Wien. Ber. Febr. 1905.

abgeschieden, während Aktinium-X (Periode, 10,2 Tage) aus saurer Lösung nicht elektrolytisch abgeschieden wird. Von Lucas[1]) ist neuerdings die v. Lerchsche Regel zu dem Satz verallgemeinert, daß der radioaktive Zerfall zur Bildung immer edlerer Elemente führt; es mag darauf hingewiesen werden, daß dieser Satz die Existenz der elektrochemisch neutralen Emanationen unberücksichtigt läßt.

Die Periode von Aktinium-B ist etwa 0,0015 Tage, während die von Aktinium-X etwa 10,2 Tage beträgt. Hieraus kann leicht berechnet werden, daß im Gleichgewichtszustande, wenn beide angenähert den gleichen Bruchteil zur Gesamtaktivität beitragen, 10000 Atome von Aktinium-X neben je 1,47 Atomen von Aktinium-B vorhanden sind. Wenn die Aktivität, herrührend von Spuren Aktinium-X, die, wie oben erwähnt, aus saurer Lösung abgeschieden wurden, nur $^1/_{10}$ Proz. der Aktivität betrüge, die von Aktinium-B herrührt, so würde folgen, daß 680 Atome Aktinium-X für je 100 Atome Aktinium-B abgeschieden wären. Es könnte somit geschlossen werden, daß doch in Wahrheit eine Elektrolyse von Aktinium-X stattgefunden hätte. Daß dieses nicht der Fall ist, wurde dadurch gezeigt, daß die Elektrolyse über mehrere Tage unterhalten wurde.

Hierbei fand sich, daß die Menge des Aktinium-X kaum vermehrt war und somit die Abscheidung des Aktinium-X Nebenumständen zuzuschreiben ist. Im Gegensatz hierzu beobachtet man in alkalischer Lösung, auch bei Verwendung so niedriger Spannungen, daß in einigen Stunden ein kaum meßbarer Betrag von Aktinium-X elektrolysiert wird, ein kontinuierliches Anwachsen der Aktivität von Tag zu Tag.

Eine stark salpetersaure Lösung von Aktinium selbst verhält sich bei der Elektrolyse genau wie eine saure Lösung von Aktinium-X; je nach der angewandten Spannung wird Aktinium-B, oder Aktinium-B und Aktinium-A abgeschieden. Bei Verwendung schwachsaurer Lösungen beobachtet man, daß die Lösung in der Nähe der Kathode trübe wird, es erscheint dann auf der Kathode ein gelblicher Niederschlag, und die Kathode wird in kurzer Zeit sehr stark aktiv. Diese Aktivität rührt von Radioaktinium her, da Aktinium-X unter diesen Bedingungen nicht abgeschieden wird. Dieses geht ferner aus dem Anstieg der Aktivität mit der Zeit hervor. Es war bisher noch nicht möglich, festzustellen, wieviel Aktinium selbst zugleich mit dem Radioaktinium abgeschieden wird, weil diese Versuche wegen des langsamen Zerfalls des Radioaktiniums sehr lange Zeit in Anspruch nehmen. Aus dem gleichen Grunde kann über die Abscheidung von Radioaktinium und Aktinium-X auf eingetauchten Metallen noch nicht berichtet werden.

1) Diese Zeitschr. 7, 340, 1906.

Das Atomgewicht des Aktiniums ist noch nicht bekannt und auch über die Konzentration der Aktiniumpräparate lassen sich nur ziemlich unbestimmte Vermutungen anstellen. Es ist daher nicht möglich, auf Grund der vorstehenden elektrolytischen Versuche den Aktiniumprodukten Plätze in der Spannungsreihe der Elemente anzuweisen. Die folgenden Rechnungen, die angestellt sind, um für die Einordnung der Thorium- und Radiumprodukte in die Spannungsreihe einigen näheren Anhalt zu gewinnen, konnten daher auf die Aktiniumprodukte nicht ausgedehnt werden.

v. Lerch hat eine elektrolytische Untersuchung des Thorium-X, mit einem Thorium-X-Präparat gemacht, das aus 100 gr Thoriumnitrat gewonnen war, die etwa 0,2 Grammatome Thorium selbst enthalten. Wenn Thorium im Gleichgewicht mit Thorium-X ist, so wird von beiden die gleiche Anzahl von Atomen per Sekunde umgewandelt. Die Exponential-Konstante λ[1]) des Zerfallsgesetzes gibt den Prozentsatz der sich umwandelnden Atome. Im Falle des Gleichgewichts gilt daher die Gleichung

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2 \quad \text{oder} \quad \frac{n_1}{T_1} = \frac{n_2}{T_2},$$

wenn n_1 die Anzahl der vorhandenen Thoriumatome, λ_1 die Konstante und T_1 die Periode des Thoriumzerfalls, und n_2, λ_2, T_2 die entsprechenden Werte für Thorium-X bedeuten. Durch Einsetzung der Zahlenwerte $T_1 = 10^9$ Jahre, $T_2 = 10^{-2}$ Jahre, $n_1 = 2 \cdot 10^{-1}$ erhält man $n_2 = 2 \cdot 10^{-12}$ Grammatome Thorium-X im Gleichgewicht mit 100 gr Thoriumnitrat.[2]) Bei Auflösung dieser Menge in 20 ccm Wasser erhält man eine 10^{-10}fach normale Lösung von Thorium-X; die Mengen Thorium-A und Thorium B, die mit einer solchen Lösung im Gleichgewicht sich befinden, sind von den Größen 10^{-11} und 10^{-12}fach normal.

Nach der Stellung, die man dem Thorium-X im periodischen System der Elemente zwischen Radiothorium und der Emanation einräumen müßte, ist anzunehmen, daß es univalent ist. Thorium-X würde daher aus einer normalen Lösung nach der Nernstschen Formel[3]) mit einer um 0,58 Volt geringeren Spannung abgeschieden werden, als aus der oben behandelten. Aus ihren sehr verdünnten Lösungen werden Thorium-A und Thorium-B noch durch

1) Vergl. hierfür und für das Folgende: Rutherford, Radioactivity, S. 452ff.

2) Bei dieser Berechnung ist auf die wahrscheinlich kleine Differenz der Atomgewichte von Thorium und Thorium-X keine Rücksicht genommen.

3) $E = \frac{RT}{n} \ln \frac{c_1}{c_2}$.

Kupfer ausgefällt. Thorium-*A* ist elektrochemisch unedler und in größerer Konzentration vorhanden als Thorium-*B*. Unter Annahme der Quadrivalenz, wozu die Rücksicht auf das periodische System führen würde, würde somit in der Spannungsreihe der Elemente Thorium-*A* zwischen Antimon und Quecksilber zu stehen kommen, während Thorium-*B* etwa so edel wäre wie Quecksilber oder Silber, so daß beide erheblich edler wären, als bisher angenommen wurde. Thorium-*X* wird nur aus alkalischen Lösungen abgeschieden, und da die Ionenkonzentrationen der betreffenden Metalle in ammoniakalischen Lösungen nicht hinreichend bekannt sind, läßt sich eine gleiche Berechnung für Thorium-*X* nicht durchführen. In der Tabelle 2 sind zur Ermöglichung eines besseren Überblicks einige Zersetzungsspannungen für normale Ionenkonzentrationen bezogen auf die des Wasserstoffs gleich Null angegeben.[1])

Tabelle 2.

	Volt		Volt
Zn	0,77	*Bi*	< −0,391
Fe	0,34	*Sb*	< −0,466
Pb	0,148	*Hg*	−0,750
H	±0	*Ag*	−0,771
Cu	−0,329	*Pt*	< −0,863
		Au	< −1,079

Für die Untersuchung des aktiven Niederschlags des Radiums hat v. Lerch 0,1 gr Radiumbromid von der Stärke 40000 gebraucht, dieses entspricht ungefähr einem Milligramm reinen Radiumbromids. Der Maximumbetrag von Radium-*C*, der hieraus gewonnen werden kann, läßt sich in der oben für das Thorium-*X* angewandten Weise berechnen. 1 mgr Radiumbromid enthält etwa $2,5 \cdot 10^{-6}$ Grammatome Radium. Die Periode von Radium-*C* ist ungefähr 20 Minuten. Nimmt man die Periode des Radiums selbst zu 2600 Jahren an[2]), so ergibt sich, daß ein Milligramm Radiumbromid im Gleichgewichtszustande $3,7 \cdot 10^{-14}$ Grammatome Radium-*C* enthält. Nach der Formel von Nernst sollte die elektromotorische Kraft, die erforderlich ist, um Radium-*C* aus normaler Lösung abzuscheiden, danach um etwa 0,8 Volt geringer sein, als bei den Versuchen von v. Lerch erforderlich war, wenn *Ra C* univalent ist. Die Werte für *Ra A* und *B* sind von derselben Größenordnung. Radium-*C* ist nach den Versuchen v. Lerchs das edelste der drei Bestandteile des aktiven Beschlags des Radiums. Da Radium-*C* aus den verdünnten Lösungen noch durch Kupfer ausgefällt wird, so sieht man durch Vergleich mit Tabelle 2, daß es je nach der Größe seiner Wertigkeit in der Spannungsreihe zwischen Antimon einerseits und dem Gold andererseits seinen Platz finden muß.

Marckwald hat 3 mgr Polonium aus 15 Tonnen Pechblende gewonnen. Nach Berechnungen von Rutherford konnte dieses Präparat 2 mgr reines Polonium enthalten. Nimmt man das Atomgewicht des Poloniums zu 210 an, so würde diese Menge etwa 10^{-5} Grammatomen Polonium entsprechen. In 100 ccm aufgelöst, würde dieses eine 10^{-4}fach normale Lösung ergeben. Aus einer normalen Lösung würde Polonium, wenn es univalent wäre, mit einer um 0,23 Volt kleineren Spannung abzuscheiden sein, als aus einer 10^{-4}fach normalen. Berücksichtigt man, daß Polonium durch Wismut quantitativ abgeschieden werden kann, so erkennt man, daß ein gewaltiger Unterschied zwischen den elektrolytischen Lösungstensionen des Poloniums und Wismuts bestehen muß, und ein Vergleich mit Tabelle 2 lehrt, daß Polonium in der Spannungsreihe sich in der Nähe des Quecksilbers einordnen wird.

Bei den vorausgehenden Berechnungen ist auf den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden, und auf die Überspannung keine Rücksicht genommen. Die genauere Bekanntschaft mit diesen Einflüssen und eine weitergehende Kenntnis der chemischen Eigenschaften der radioaktiven Elemente wird es erst ermöglichen, mit größerer Einschränkung ihren Platz in der Spannungsreihe festzulegen, und damit eine wertvolle Handhabe für die Einordnung der radioaktiven Elemente in das periodische System liefern.

Herrn Prof. Rutherford danke ich herzlich für das Interesse, das er an der Ausführung dieser Arbeit genommen hat.

Göttingen, 23. September 1906.

(Eingegangen 27. September 1906.)

1) Nernst und Wilsmore, Z. f. phys. Ch. 35.
2) Rutherford, Phil. Mag., Okt. 1906.

Bemerkungen über die Ionisierung von Gasen und Salzdämpfen. — Die Wirkung glühender Elektroden.

Von J. G. Davidson.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich mehrere die elektrische Leitfähigkeit von Flammen betreffenden Erscheinungen beschrieben. Meine Untersuchungen haben mich im weiteren Verlaufe zu einer Reihe neuer und überraschender Ergebnisse in betreff der Ionisierung von Salzen, und zwar insbesondere an heißen Platindrähten, geführt. Ich habe nur einige wenige Messungsreihen ausgeführt, weil die qualitative Untersuchung der in Rede stehenden Wirkungen so

1) Diese Zeitschr. 7, 108, 1906.

fruchtbar gewesen ist. In meiner vorausgegangenen Arbeit habe ich die folgenden Hauptpunkte mitgeteilt: 1. In einer Bunsenflamme, die entweder nicht leuchtend oder durch verschiedene Salze gefärbt war, wurden Röhren aus verschiedenen Metallen als Kathoden verwendet; dabei erhielt ich praktisch dieselbe Stromstärke, einerlei, ob die Röhren mittels hindurchfließenden Wassers gekühlt, oder ob sie bis zum Weichwerden des Eisens oder Kupfers in der angewandten kräftigen Flamme erhitzt wurden. 2. Bei Verwendung eines 4 oder 5 cm starken mit Alkali- oder Erdalkalisalzen überzogenen Platindrahtes als Kathode kann man mittels einer E.M.K von 300 Volt Ströme von der Größenordnung von $^1/_{50}$ Ampere durch die Flamme schicken. 3. Bringt man die Kathode in den inneren Verbrennungskegel der Bunsenflamme, so kann man weit stärkere, und keine Anzeichen einer Sättigung aufweisende Ströme erhalten als in anderen Teilen der Flamme. — Auf Grund solcher Tatsachen, wie der hier genannten, glaube ich, daß die Ionisierung in einer Flamme auf einer durch die Hitze hervorgerufenen Volumendissoziation beruht, und daß die Stromstärke um so größer ist, in je innigerer Berührung sich die Kathode mit den Dissoziationsgebieten befindet, wobei dann anscheinend das Material einer glühenden Kathode an sich verhältnismäßig sehr geringen Einfluß auf die Zunahme der Ionisierung hat.

I.

In der Nummer dieser Zeitschrift vom 1. April 1906[1]) kritisiert Herr E. Marx das erste der oben angeführten Ergebnisse auf Grund des Umstandes, daß die Temperatur nicht hoch genug gewesen sei, um bereits die wohlbekannte Aussendung negativer Ionen aus heißen Metallen herbeizuführen. Die Temperaturen, zu denen ich gelangt bin, waren jedoch vollauf hoch genug, um bereits diese Wirkungen zu zeigen. Ich habe nunmehr in der Folge zum Zwecke einer weiteren Prüfung der Ergebnisse die Versuche wiederholt und die Ergebnisse an Röhren aus Kupfer, Eisen, Aluminium und Messing bestätigt gefunden; außerdem habe ich noch eine Platinröhre benutzt, die durch einen Luftstrom gekühlt werden konnte. Es ist zutreffend, daß die mit einer kalten Platinkathode erhaltenen Stromstärken stets kleiner sind, als wenn die Kathode glühend ist, und zwar beträgt der Unterschied in der nichtleuchtenden Flamme ungefähr 5 v. H., wird indessen bei Einführung von Salzen größer, bis er schließlich in den dichtesten Salzflammen ungefähr die Hälfte beträgt. Daß diese Wirkung nicht dem Platin selbst zuzuschreiben ist, geht aus den folgenden Tatsachen hervor: Wenn der Luftstrom abgestellt wurde, so wurde die dünne Platinröhre fast augenblicklich glühend. Dabei stieg die Stromstärke ein oder zwei Sekunden lang fast bis zum dreifachen Anfangswert an und fiel dann wieder bis auf den festen Wert ab, der für die heiße Kathode gilt. Wenn man nun einen Platindraht in eine dichte Salzflamme hält und ihn darauf in eine ungefärbte Flamme bringt, so wird er letztere eine kurze Zeit hindurch färben, und solange wie die Flamme gefärbt wird, kann man unter Benutzung des Drahtes als Kathode einen starken Strom von der oben unter 2. beschriebenen Art erhalten. Eine Platinkathode in einer Flamme enthält also in sich einen festen Betrag okkludierten Materiales, welches fortgesetzt durch die hohe Temperatur, gerade wie in der Flamme, ionisiert wird; dem Umstande nun, daß die Kathode diese Ionisierung vollständig nutzbar machen kann, ist die Zunahme der Stromstärke zuzuschreiben. Andere Metalle, mit Ausnahme von Palladium, zeigen diese Wirkung nicht. Schließlich zeigen Versuche, wie die weiter unten im zweiten Teile dieser Arbeit beschriebenen, ganz deutlich, daß eine in einer Flamme befindliche Kathode tatsächlich nur einem Gebiet von sehr kleinem Radius positive Salzionen entziehen kann; demgemäß gewinnt die Ionisierung der vor ihrer Ionisierung okkludierten Salzteilchen verhältnismäßig große Bedeutung, da ja die Kathode die gesamte in ihr vorsichgehende Ionisierung nutzbar machen kann. Es scheint durchaus kein Grund für die Annahme vorzuliegen, daß das Platin irgendwelchen anderen verborgenen Einfluß auf die Ionisierung ausübt, als den durch den Spannungszustand des Feldes oder durch seine Temperatur — welche natürlich nicht höher ist als die der Flamme — bedingten, oder zu der Annahme, daß die Elektronen, welche seitens des glühenden Platins ausgesendet werden, irgendwelchen großen Anteil an der Leitfähigkeit haben. Der Schluß, zu dem ich in meiner früheren Arbeit gelangt bin, ist augenscheinlich in vollem Umfange gerechtfertigt.

II.

Die Geschwindigkeit der Ionen in der Flamme. Die Werte, welche verschiedene Beobachter für die Geschwindigkeit der negativen Ionen erhalten haben, lassen sich hinsichtlich der Größenordnung leicht bestätigen. Sie schwanken zwischen 1000 und 1400 cm/sec. Was dagegen die positiven Ionen angeht, so besteht zwischen den verschiedenen Ergebnissen ernste Unstimmigkeit. — H. A. Wilson[1]) ordnete die

[1]) Diese Zeitschr. 7, 228, 1906.

[1]) Phil. Trans. 1899.

Elektroden übereinander an, so daß die Anode die höher gelegene war, und hielt eine kleine Salzperle so zwischen die Elektroden, daß der gefärbte Teil der Flamme die Kathode nicht berührte. Dann beobachtete er die E.M.K., bei welcher die Stromstärke zu steigen begann, wo die positiven Ionen eben gegen die Richtung der Flammengase abwärts gezogen wurden. Da er die Strömungsgeschwindigkeit der Flammengase kannte, so ergab sich hieraus ohne weiteres die spezifische Ionengeschwindigkeit. Seine Beobachtungsergebnisse lieferten den Wert 62 cm/sec. Bei Verwendung stärkerer E.M.KK erhielt er tatsächlich größere Stromstärken, wenn die Anode oberhalb der Kathode angeordnet war, als bei umgekehrter Lage der Elektroden. Es ist mir durchaus nicht gelungen, irgendein derartiges Ergebnis zu erhalten; selbst ein Feld von 1200 Volt/cm erwies sich als nicht hinreichend, um in irgendeiner Flamme die positiven Ionen gegen die Richtung des Gasstromes nach unten zu ziehen. — Moreau[1]) ordnete die Elektroden parallel zueinander und einander gegenüberstehend an, derart, daß sich die eine in einem nichtleuchtenden, die andere in einem gefärbten Teile der Flamme befand. Seine Versuchsergebnisse führten zu dem Werte 80 cm/sec; die Stromstärken, welche er erhielt, wenn sich nur die Anode allein in der Salzflamme befand, waren nicht größer als die, welche sich ergaben, wenn sich beide Elektroden in einer nichtleuchtenden Flamme befanden, und es ist in seiner Arbeit durchaus kein Grund zu der Annahme, daß die Kathode ihre positiven Ionen aus der gefärbten Flamme in der Nachbarschaft der Anode erhalten habe und nicht vielmehr aus den nichtleuchtenden Teilen in ihrer eigenen Nachbarschaft.

Marx[2]) leitete aus einer Untersuchung des Potentialgradienten einen Wert von 200 cm/sec ab. Es sind indessen jetzt ernste Zweifel darüber aufgetaucht, ob es zulässig sei, den Potentialgradienten in ionisiertem Gase mittels Sondenelektroden zu untersuchen. Lenard[3]) hat gezeigt, daß der gefärbte Teil einer Flamme in einem starken elektrischen Felde ein wenig in einer Richtung abgelenkt wird, die darauf hindeutet, daß er eine positive Ladung besitzt. Lenard leitete aus seinen Beobachtungsergebnissen einen Wert von 0,08 cm/sec für die positiven Lithiumionen ab. Sämtliche Erscheinungen, welche ich beobachtet habe, sowie alle Ergebnisse, die ich gewonnen habe, deuten darauf hin, daß der von Lenard gefundene Wert unzweifelhaft von der richtigen Größenordnung ist.

1) Ann. de chim. et de phys., Sept. 1903.
2) Ann. d. Phys. (4) **2**, 768, 1900.
3) Ann. d. Phys. (4) **9**, 642—650, 1902.

III.

Ich habe Versuche in der Absicht angestellt, zu sehen, ob es möglich sei, die Erscheinungen der Flammenleitung nur mit Hilfe hoher Temperatur und elektrischen Feldes darzustellen, ohne daß die Möglichkeit eines Einflusses seitens der chemischen Vorgänge in der Flamme gegeben wäre. Von einer Beschreibung der einzelnen Schritte dieser Untersuchungen kann ich bei dieser kurzumrissenen Darstellung absehen; ich gelangte schließlich zu recht zahlreichen interessanten Beobachtungen, von denen ich einige im weiteren Verlaufe dieser Mitteilung, andere dagegen bei späterer Gelegenheit veröffentlichen werde. Als Elektroden benutzte ich eine Messingröhre und einen längs ihrer Achse ausgespannten Platindraht. Eine Batterie kleiner Akkumulatorenzellen lieferte eine veränderliche E.M.K. mit einem Höchstwerte von ungefähr 550 Volt. Die Ionisierungsströme wurden mit einem D'Arsonval-Galvanometer gemessen, welches bei einer Stromstärke von $1{,}4 \times 10^{-7}$ Ampere einen Ausschlag von einem Skalenteile gab. Die Röhre konnte durch isolierte Gasflammen und der Draht, welcher sonst verhältnismäßig kalt geblieben wäre, mit Hilfe eines in der Röhrenachse zur Erde geleiteten Heizstromes erwärmt werden. Bringt man sehr geringe Mengen von Alkali- oder Erdalkalisalzen an die heiße Röhre, so kann man durch den Luftraum Ströme schicken, die Ausschläge von 5 bis zu 200 Skalenteilen hervorbringen. Bei Anwendung von Alkalisalzen war die Stromstärke größer, wenn die Salze an die Anode gebracht wurden; bei Anwendung von Erdalkalisalzen war das Gegenteil der Fall. Wenn die axiale Elektrode nicht auch besonders erhitzt wurde, so waren gewöhnlich die Stromstärken geringer und nahmen viel schneller ab. In diesem Zusammenhange dürfte ein Hinweis darauf von Interesse sein, daß bereits im Jahre 1890 J. J. Thomson die Beobachtung gemacht hat, daß man zwischen zwei anscheinend vollkommen gereinigten parallelen Elektroden nur sehr geringe Ionisierung hervorbringen kann, wenn nicht beide Elektroden erhitzt werden. Diese Beobachtung schien darauf hinzudeuten, daß die Aufnahme von Ionen aus einer heißen Elektrode dadurch erleichtert wird, daß man auch die andere Elektrode erhitzt. Die nachstehend mitgeteilte Beobachtung zeigt, daß dies nicht der Fall ist, und der weitere Verlauf der Arbeit liefert die Erklärung dafür. Wir wollen annehmen, es befinde sich an der Röhre eine so sehr kleine Menge Alkali, daß man, bei Benutzung der Röhre als Anode, unter Anwendung eines Feldes von 500 Volt eine Stromstärke von nicht mehr als 1 bis

2 Skalenteilen erhalten kann, wenn die Anodenröhre heiß und der Draht kalt ist. Dieser Strom möge etwa eine Minute lang fließen. Danach wollen wir die Elektroden vertauschen und den Draht mit Hilfe eines Heizstromes erhitzen. Dann geht ein sehr kurzandauernder aber starker Strom von 300 Skalenteilen durch den Luftraum, und zwar ist die Stärke dieses Stromes dieselbe, gleichviel ob die Röhre heiß bleibt, oder ob man sie vor der Messung sich abkühlen läßt. Ein ähnliches Ergebnis kann man bei Anwendung eines Calciumsalzes erhalten, nur mit der Abweichung, daß in diesem Falle bei dem zweiten Versuch der Draht zur Kathode gemacht werden muß. Die vollständige Erklärung ergibt sich leicht aus den nachstehend mitgeteilten Resultaten. Jedenfalls aber scheint die Aufnahme sowohl positiver als auch negativer Ionen seitens einer Elektrode dadurch nicht erleichtert zu werden, daß die Elektrode erhitzt wird.

IV. Anhäufung an einen geladenen Draht und eine Verschiedenheit zwischen Alkali- und Erdalkalisalzen.

Einige der im vorigen Abschnitt mitgeteilten ähnlichen Versuche legten mir die folgende Auffassung über die Wiedervereinigung der Ionen nahe, und diese Anschauung hat sich als sehr fruchtbar erwiesen. Die Ionen scheinen sich sehr leicht an Partikelchen oder Moleküle eines verflüchtigten Salzes anzulagern. Wir können uns Aggregate vorstellen, die aus einem solchen Salzteilchen gebildet sind, an welches sich mehrere Ionen, sowohl positive als negative, angelagert haben; diese Ionen würden nicht eigentlich wiedervereinigt sein, sondern sie würden einfach durch ihre Anziehungskräfte zusammengehalten werden und zusammen eine positive oder negative oder auch gar keine Ladung ergeben. Derartige Aggregate bilden sich keineswegs leicht in gewöhnlichen Gasen oder in Wasserdampf. Die in diesem Abschnitte mitgeteilten Versuche bezweckten die Prüfung dieser Anschauungsweise. Herr Professor Lewis[1]) hat die Geschwindigkeit der Ionen oberhalb einer Flamme mit kalten konzentrischen Elektroden gemessen. Dabei beobachtete er, daß bei Anwendung niedriger Spannungen die Stromstärke in den Gasen einer Salzflamme kleiner ist, als in einer nichtleuchtenden Flamme, daß sie hingegen bei Anwendung der Sättigungsspannung viel größer ist. Ich habe indessen gefunden, daß man, wenn man die zentrale Elektrode mit Unterbrechungen elektrisch heizt, verhältnismäßig außerordentlich starke, aber kurzandauernde Ströme, entsprechend Ausschlägen von der Größenordnung von 100 Skalenteilen an meinem Galvanometer, erhält, daß dagegen bei kalten Elektroden die Stromstärken so gering sind, daß man sie mit Elektrometermethoden messen muß. Der Niederschlag sammelt sich viele Male so schnell an, wenn der Draht geladen wird, während er kalt ist, wenn die Salzdämpfe durch die Röhre aufsteigen. Ob der Draht während der Ansammlung positiv oder negativ ist, macht anscheinend sehr wenig Unterschied, wenn aber ein Alkalisalz in der Flamme verwendet wird, so muß der Draht, wenn er erhitzt wird, Anode sein, um den Strom zu liefern. In diesem Falle kann die Stromstärke eine oder zwei Minuten lang konstant bleiben, bevor sie abzunehmen beginnt. Wenn dagegen der Draht die Kathode bildet, so geht ein Strom von nicht mehr als 5 Skalenteilen über, der nur einige wenige Sekunden andauert. Wird in der Flamme irgendein Erdalkalisalz verwendet, so muß der Draht Kathode sein; sonst sind die Erscheinungen ganz ähnlich. Diese Niederschläge liefern ein außerordentlich empfindliches Mittel zum Nachweis der Anwesenheit sehr geringer Mengen dieser Salze in irgendeinem Gase. Sie wurden in vielen derartigen Fällen erhalten, wie beispielsweise in den folgenden: In einer Flasche, in welcher Leitungswasser heftig geschüttelt worden war, wo destilliertes Wasser keine Wirkung zeigte; bei der Gasentwickelung oder der Bereitung von Wasserstoff aus scheinbar reinen Materialien; aus der Zimmerluft durch längere Exposition des geladenen Drahtes. Der letztgenannte Versuch ist besonders interessant. Herr F. A. Harvey fand bei einer Untersuchung im hiesigen Laboratorium außergewöhnlich große Mengen von Radiumemanation in der Atmosphäre. An denselben Tagen ließ ich die Luft durch mein Arbeitszimmer, aber nicht unmittelbar über meine Elektroden hin, streichen, und im Verlauf von 5 Minuten sammelte sich an einem 6 cm langen Platindraht, der auf 300 Volt geladen war, genügend Material an, um bei Erhitzung des Drahtes einen Anodenstrom von 250 Skalenteilen zu liefern. An anderen Tagen, an denen ein Westwind vom Ozean her über San Franzisko wehte, konnte ich unter sonst gleichen Verhältnissen nur eine Stromstärke von höchstens 15 bis 20 Skalenteilen erhalten.

Wenn die Gase vorher durch lange Röhren mit Wasser oder durch Wattepfropfen hindurchgestrichen sind, so findet an einem neutralen Drahte keine Ansammlung statt, der besondere Anteil aber, der an einem geladenen Drahte angehäuft werden kann, bleibt in merklichem Grade bestehen. Es müssen Potentiale, die nahe dem Werte des Funkenpotentials liegen, und sehr langsame Luftströme durch

1) Phys. Rev. Dez. 1905.

enge Röhren angewendet werden, ehe der Luft alle Kerne entzogen werden können.

Herr Professor Rutherford hatte die Freundlichkeit, mir etwas Radiumemanation für diese Untersuchungen zur Verfügung zu stellen. Die Ergebnisse waren indessen eine ziemliche Enttäuschung für mich, denn als ich eben erst gesehen hatte, worauf es bei den Beobachtungen eigentlich ankam, hatte die Emanation bereits ihre Wirksamkeit verloren. Ich konnte jedoch die folgenden Wirkungen erhalten, welche anscheinend regelmäßig auftreten. Mit der Emanation in einer Flasche mit trockener Luft konnte ich mit Hilfe des Galvanometers bei Erhitzung des Drahtes keine Ansammlung an dem geladenen Drahte entdecken. Nach Eingießen von destilliertem Wasser konnte ich nach langandauernder Exposition des geladenen Drahtes einen sehr schwachen und kurzandauernden Strom erhalten, wo ohne Anwesenheit der Emanation absolut kein Strom aufgetreten sein würde. Wenn ich endlich ein wenig Alkalisalz hinzufügte und die Lösung schüttelte, so sammelte sich an einem geladenen Drahte, infolge der Anwesenheit der Emanation, schneller ein Niederschlag an.

Bei allen derartigen Versuchen muß man Drähte aus Platin oder aus Palladium verwenden. Eine auffallende Tatsache ist es ferner, daß sich ein Draht sehr viel schneller reinigen läßt, wenn man ihn erhitzt, während er geladen ist, als wenn man ihn einfach erhitzt.

V. Niederschläge von heißen Elektroden auf kalte.

Wehnelt[1]) hat die Ströme untersucht, welche durch einen Luftraum hindurch von heißen mit Erdalkalioxyden überzogenen Elektroden aus flossen, und hat nachgewiesen, daß bei niederen Drucken der Strom von Korpuskeln getragen wird. Ich habe die Salze einer großen Anzahl anderer Metalle untersucht und nur beim Didym einen beständigen Kathodenstrom gefunden; dagegen fand ich, daß viele Salze einen Anodenstrom lieferten, wenn dies auch keineswegs in so ausgesprochenem Maße der Fall war, wie bei den Salzen der ersten Gruppe. Bekanntlich beginnt der Verlust positiver Elektrizität bei Rotglut, während für das Auftreten des Verlustes negativer Elektrizität der Draht hellglühend sein muß. Ich benutzte als Überzug viele Salze, welche eine Zeitlang rauchten, wenn der Draht erhitzt wurde. Wenn kein Feld wirkt, so steigt der Dampf einfach zwischen den Elektroden auf. Wenn hingegen ein Feld erregt ist, so wird der Dampf gegen die kalte Elektrode hin abgelenkt und bildet dort einen federartigen Niederschlag. Bei Anwendung eines Alkalisalzes bildet sich dieser Niederschlag schneller, wenn die heiße Elektrode Anode ist, bei Anwendung eines Erdalkalisalzes, wenn sie Kathode ist, als bei entgegengesetzter Feldrichtung. Diese Erscheinung wird als Beweis dafür angesehen, daß die in den vorangegangenen Abschnitten erwähnten Ansammlungen an geladenen Drähten nicht nur, wie man annehmen könnte, auf elektrostatischer Anziehung feiner Teilchen beruhen.

1) Phil. Mag., Juli 1905.

VI. Die anomale Wirkung der Alkalisalze.

Ein mit irgendeinem Erdalkalisalze überzogener Draht ruft sowohl in einer Flamme als auch in Luft einen bedeutenden Verlust negativer, aber fast keinen positiver Elektrizität hervor. Die Alkalimetalle verhalten sich in einer Flamme genau ebenso; andererseits zeigt ein heißer mit einem Alkalisalz überzogener Draht eine große Elektrizitätsabgabe, wenn er Anode ist, hingegen nur eine sehr geringe, wenn er Kathode ist. Einige Versuche liefern anscheinend eine hinreichende Erklärung hierfür. Die positiven Ionen scheinen sich so langsam zu bewegen, daß sie von den Flammengasen fortgeführt werden, ganz gleichgültig, wie stark das Feld sein mag. Demgemäß muß sich die Kathode in dem gefärbten Teile der Flamme befinden, damit man ein irgendwie merkliches Anwachsen der Stromstärke über den ihr in einer farblosen Flamme zukommenden Wert erhalten kann. Der von Owen angestellte Versuch, Rauch zwischen die Elektroden einzublasen und dadurch die Abgabe negativer Elektrizität von seiten eines heißen Drahtes aufzuhalten, wird allgemein durch die Annahme erklärt, daß sich die negativen Ionen an die Rauchteilchen anheften und so, ohne Rücksicht auf das Feld, fortgeführt werden. Wenn nun der Überzug eines heißen Drahtes aus einem Alkalisalze besteht, so sieht man, wie sich an der kalten Elektrode ein leichter Niederschlag bildet, solange nur irgendein Strom übergeht. Der größte Teil dieses Niederschlages muß an dem heißen Drahte einfach verflüchtigt und nicht ionisiert worden sein, denn anderenfalls würde die Stromstärke ungeheuer viel größer sein. Diese verflüchtigten Teilchen spielen anscheinend die gleiche Rolle wie Rauch, indem sie die Abgabe negativer Elektrizität von seiten eines mit Natriumsalz überzogenen Drahtes herabsetzen. Die starke Abgabe negativer Elektrizität aus einem mit Calciumsalz überzogenen Drahte beginnt erst, nachdem die flüchtigen Bestandteile des Salzes ausgetrieben worden sind. Ein zwischen den Elektroden

hindurchgehender, verhältnismäßig langsamer Luftstrom verhindert die starke Abgabe positiver Elektrizität seitens eines mit Natriumsalz überzogenen Drahtes, beispielsweise in der Flamme; man findet jedoch, daß Rauch keinen derartigen Einfluß hat. Tatsächlich erhöht Terpentinrauch die Elektrizitätsabgabe, und zurzeit, da ich dieses niederschreibe, führt man diese Erscheinung auf eine sekundäre Ionisierung des Terpentindampfes durch die positiven Natriumionen zurück; wenn nämlich der Draht rein ist, so verursacht der Rauch keine Elektrizitätsabgabe. Entweder müssen dann diese positiven Ionen nur ein sehr geringes Bestreben haben, sich an Stoffteilchen anzulagern, oder sie haben genügend lebendige Kraft, um diese Teilchen mit sich fort an die gegenüberliegende Elektrode zu führen. Alle diese Vorgänge lassen diese Erklärung zum mindesten einleuchtend erscheinen.

Es sind bereits viele Abänderungen der oben beschriebenen Versuche ausgeführt worden, und ein weites Feld für Untersuchungen liegt noch offen. Ich beabsichtige, jetzt meine ganze verfügbare Zeit auf die eingehendere Untersuchung der sekundären Ionisierung in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Drucken der positiven und negativen Ionen zu verwenden.

Herrn Professor Lewis schulde ich Dank für seine vielfachen Ratschläge im Verlaufe dieser Arbeit.

University of California, 10. September 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. September 1906.)

Über das Feld gleichförmig rotierender geladener Körper.[1])

(Entgegnung an Herrn R. Gans.)

Von A. H. Bucherer.

Meine Erwartung, Herrn Gans von seinen Irrtümern überzeugen zu können, hat sich nicht bestätigt. Ich hätte es nun im Vertrauen auf die Einsicht der spezielleren Fachgenossen mit meinen bisherigen Erklärungen bewenden lassen können. Aber die Befürchtung, daß die Auslassungen des Herrn Gans[2]) ein ganz falsches Bild von dem eigentlichen Sachverhalt hervorrufen könnten, veranlaßt mich, nochmals in die Erörterung einzutreten.

Herr A. Pflüger hatte untersucht, ob der Erdmagnetismus durch die Rotation der elektrisch geladenen Erde erklärbar wäre. Bei seiner Untersuchung benutzte er die von mir zuerst berechneten, bei der gleichförmigen Rotation einer geladenen Kugel auftretenden Kräfte. Diese Kräfte sind zweierlei Art, je nachdem man ihre ponderomotorische Wirkung auf eine Einheitsladung bezw. einen Einheitspol bezieht, der im Äther ruht oder der an der Rotationsbewegung teilnimmt. Bekanntlich beziehen sich die in den Lorentzschen und Heavisideschen Differentialgleichungen vorkommenden Kräfte $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ auf im Äther ruhende Einheiten. Aber bei der Pflügerschen Arbeit spielen nicht diese, sondern die letztere Art von Kräften eine Rolle. Da die Erdgeschwindigkeit u gering ist gegen die Lichtgeschwindigkeit v, so wird $\frac{u^2}{v^2}$ vernachlässigt. Vergleicht man nun die beiden Arten von Kräften miteinander, so ergibt sich das höchst eigentümliche Resultat, daß von den gesamten 12 Komponenten je 11 miteinander übereinstimmen. Eine der nicht übereinstimmenden Komponenten ist aber gerade diejenige, die Herr Pflüger benutzte und ich hatte Herrn Pflüger versehentlich mündlich mitgeteilt, daß die Übereinstimmung eine vollständige sei. Als ich zum Zwecke der Veröffentlichung nochmals den Vergleich anstellte, entdeckte ich die Abweichung und wies in meiner Arbeit darauf hin. Da Herr Gans zur Zeit, als er die Pflügersche Arbeit in den Beiblättern kritisierte, noch keine Rechnungen über die Kräfte angestellt hatte, so konnte er natürlich von der Abweichung in dem Spezialfall keine Kenntnis haben. Trotzdem weist Herr Gans zur Rechtfertigung seiner Kritik wiederholt auf dieses Versehen hin!

Was Herr Gans bei seiner Kritik der Pflügerschen Arbeit einzig und allein im Auge hatte, war die irrtümliche Auffassung, daß bei der Berechnung der magnetischen Kraft die Kompensationsladungen nicht berücksichtigt seien und daß deshalb die berechneten Werte „nicht streng“ seien. Irrtümlich ist diese Auffassung, weil die Verwendung der von mir angegebenen Gleichungen für die auf mitbewegte Pole und Einheitsladungen ausgeübten Kräfte $\mathfrak{E}_0$ und $\mathfrak{H}_0$ für strahlungsfreie gleichförmige Bewegungen allgemein gültig ist und eine Untersuchung der Wirkung von Kompensationsladungen unnötig macht. Daß bei gradlinigen gleichförmigen Bewegungen einer Ladung $\mathfrak{H}_0$ den Wert null annimmt, ist bekannt.

Tatsächlich gibt Herr Gans jetzt zu, daß die Untersuchung der Wirkung der Kompensationsladungen im Falle der rotierenden geladenen Kugel, auf die sich A. Pflügers Arbeit bezieht, zu demselben Resultate führt. Herr Gans hat nun noch den Nachweis zu führen, daß die von mir angegebenen Gleichungen für $\mathfrak{E}_0$ und $\mathfrak{H}_0$ nicht allgemein gültig sind (mit der erwähnten Einschränkung).

1) Da nunmehr die beiden Beteiligten sich zu der Arbeit des Hrn. Bucherer je zweimal geäußert haben, wird die Diskussion über den Gegenstand hiermit geschlossen. Die Redaktion.

2) Diese Zeitschr. 7, 657, 1906.

— Einen fundamentalen Fehler begeht Herr Gans dadurch, daß er seine Untersuchung nicht auf diejenigen Fälle einschränkt, bei welchen die Bewegung keine Strahlung hervorruft. Ich hatte Herrn Gans in meiner letzten Erwiderung hierauf aufmerksam gemacht. Aber Herr Gans ist sich so wenig klar über die bei der Untersuchung der Rotation geladener Körper in Betracht kommenden Fragen, daß er auf meinen Hinweis bemerkt, er vernachlässige Größen 2. Ordnung in $\frac{u}{v}$. Er fügt dann wörtlich hinzu: „Das pflegt man nicht falsch zu nennen, wenn diese Größen keinen praktischen Einfluß haben; sonst müßte man z. B. das ganze Buch von H. A. Lorentz ‚Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen' aus demselben Grunde für falsch erklären."

Nein, bei Strahlungen kommt es nicht auf $\frac{u^2}{v^2}$ an, sondern auf ganz andere Dinge. $\mathfrak{E}_0$ und $\mathfrak{H}_0$ beziehen sich auf mitrotierende Probeladungen und Einheitspole. Man lasse nun eine Probeladung, die der Einfachheit wegen eine physikalisch sehr kleine Kugel vom Radius a sei, mitrotieren. Dann wirken außer $\mathfrak{E}_0$ noch zwei Kräfte auf die mit der Winkelgeschwindigkeit w mitrotierende Probeladung eins ein, nämlich die auf die transversale Masse m_t wirkende Kraft:

$$m_t r \sin\beta w^2 \equiv m_t u w$$

und die tangentiale Kraft:

$$\frac{2}{3} \frac{r \sin\beta w^3}{v s}.$$

Die Probeladung sei in gewöhnlichem elektromagnetischem Maß gemessen. s bedeutet $1 - \frac{u^2}{v^2}$.

Man erkennt ohne weiteres, daß die transversale Kraft beliebige Werte annimmt, wenn auch $\frac{u^2}{v^2}$ klein wird. Ja, wenn man die gewöhnliche Definition der elektrischen Feldintensität als einer Kraft auf eine punktförmige Einheitsladung beibehielte, so würden bei der Rotation dieser Punktladung unendlich große Kräfte auftreten, welche sich der Bewegung widersetzen würden, selbst dann, wenn $\frac{u^2}{v^2}$ gegen $\frac{u}{v}$ zu vernachlässigen wäre. Die Masse m_t ist nämlich umgekehrt proportional dem Durchmesser der Ladung. Tatsächlich sind also die Strahlungskräfte nicht ohne weiteres zu vernachlässigen. Unter sonst gleichen Umständen werden diese Kräfte allerdings um so kleiner sein, je kleiner die Winkelgeschwindigkeit w. Meine diesbezügliche Bemerkung in meiner letzten Erwiderung bedarf noch der Ergänzung durch die vorliegende Betrachtung über die transversale Masse. — Diese Betrachtung legt es nahe, elektrische Kräfte zu definieren durch die Wirkungen auf ein Elektron und nicht wie bisher auf eine punktförmige Einheitsladung. — Übrigens sind diese Überlegungen auch auf rotierende Magnete anzuwenden. Welche Art von Strahlungskräften hierbei auftreten, ist noch gar nicht untersucht worden, trotzdem die Frage von großem theoretischen Interesse wäre.

Ich wende mich nun zu einem anderen Punkte, bezüglich dessen Herr Gans eine von der gewöhnlichen abweichende Auffassung hat. Auf S. 343, 7 spricht Herr Gans die Behauptung aus, daß $\mathfrak{H}$ in dem Lorentzschen Ausdruck $\left[\varrho \frac{u}{v} \mathfrak{H}\right]$ nicht ohne weiteres als Kraft auf die magnetische Masse eins aufzufassen sei. Man wird es verstehen, daß ich auf diese seltsame Behauptung nicht eingehen kann, ohne den Raum dieser Zeitschrift ungebührlich mit Erörterungen über die elementaren Grundlagen der Lorentzschen Theorie zu beanspruchen. Wenn ferner Herr Gans behauptet, es enthalte einen Widerspruch, anzunehmen, daß auf einen mitgeführten Einheitspol die Kraft $\mathfrak{H}_0$ wirke, dagegen bei der Wirkung auf einen Strom die Kraft $\mathfrak{H}$ in Frage komme, so muß ich diese Ansicht ebenfalls auf irgendeinen mir einstweilen ganz unverständlichen Irrtum des Herrn Gans zurückführen.

Herr Gans wirft mir vor, ich verwechsle Feldgleichungen und Kraftgleichungen. Ich muß Herrn Gans um eine deutlichere Angabe bitten, wo diese Verwechslung sich betätigt. Ganz sicher ist jedenfalls, daß Herr Gans magnetische und elektrodynamische Kräfte miteinander verwechselt. Wiederholt bezeichnet Herr Gans den auf der magnetischen Kraft senkrechten Vektor $\left[\varrho \frac{u}{v} \mathfrak{H}\right]$ als magnetische Kraft. (Auch in seinen Elementen der Vektoranalysis.) Ferner schreibt Herr Gans in den Gl. (11), (12), (13) und anderen den Vektor $\mathfrak{F}$ mit lateinischen Buchstaben, dadurch werden die linken Seiten der Gleichungen skalar, die rechten Seiten vektoriell.

Was zum Schluß die Ansicht des Herrn Gans betrifft, daß ich die Wirkung der auf der Schutzhülle der Magnete befindlichen Influenzwirkungen übersehen habe, so stelle ich es gerne dem Urteil der Fachgenossen anheim, ob eine derartige Untersuchung in den Rahmen meiner doch ausgesprochen theoretischen Arbeit gehört. Theoretisch hatte ich gefunden, daß bei einer gleichförmig rotierenden Kugel bei Vernachlässigung von $\frac{u^2}{v^2}$ dieselbe elektri-

sche Kraft auf eine mitrotierende Probeladung ausgeübt wird, wie wenn die Kugel ruht, also die gewöhnliche elektrostatische. Ist also die Hülle des Magneten klein gegen die geladene Kugel wie das bei der Erde der Fall ist, so ist von vornherein eine Störung des Magneten durch die Influenzladung ausgeschlossen.

Ob nun die Verhältnisse des Laboratoriums eine merkliche Störung herbeiführen würden, dies zu überlegen, ist Sache des Experimentators. Bei der orientierenden Untersuchung von A. Pflüger waren derartige mögliche kleine Störungen nicht zu berücksichtigen. Wenn nun Herr Gans spöttisch bemerkt, ebensogut könne man dem Experimentator zumuten, daß er den Boden der Erde verließe, um bei seinen Messungen die Erddrehung nicht mitzumachen, so entgeht Herrn Gans, daß die Spitze dieser Bemerkung sich leicht gegen ihn selbst kehren ließe. Denn der Einsichtige wird sich kaum des Eindrucks entwehren können, daß Herr Gans mit seinen Ausführungen bereits bedenklich den Boden des wissenschaftlich Begründeten verlassen hat, daß seine Behauptungen bedenklich „in der Luft schweben".

Bonn a. Rh., Physik. Institut den 4. Oktober 1906.

(Eingegangen 7. Oktober 1906.)

Salze der seltenen Erden in verschiedenen Lösungsmitteln.

Von Helen Schaeffer.

Die folgenden Untersuchungen über die Salze einiger seltenen Erden zerfallen in drei Teile, und zwar bezieht sich der erste auf die Kundtsche[1]) Regel, der zweite auf die Untersuchungen von Liveing[2]) über wässrige Lösungen von verschiedenen Konzentrationen, der dritte auf den Meldeschen[3]) Effekt.

1) A. Kundt, Sitzber. Bayer. Akad. 7, 234—262, 1877; auch Wied. Ann. 4, 34—54, 1878.

2) G. D. Liveing, Trans. Camb. Soc. 18, 298—313, 1899.

3) F. Melde, Pogg. Ann. 124, 91—93, 1865; Pogg. Ann. 126, 264—285, 1865.

1. Die Kundtsche Regel.

Durch seine Untersuchungen über anomale Dispersion ist Kundt dazu geführt worden, den Zusammenhang zwischen Dispersion und Absorption näher zu studieren. Er hat die organischen Farbstoffe Chlorophyll, Anilingrün, Cyanin, Fuchsin, Chinizarin und Eigelb in verschiedenen Lösungsmitteln aufgelöst und die Lage der Absorptionsstreifen spektroskopisch gemessen. Als Ergebnis dieser Messungen hat er folgendes ausgesprochen, was seitdem als die Kundtsche Regel bekannt ist: „Hat ein farbloses Lösungsmittel ein beträchtlich größeres Brechungs- und Dispersionsvermögen als ein anderes, so liegen die Absorptionsstreifen einer in den Medien gelösten Substanz bei Anwendung des ersten Mittels dem roten Ende des Spektrums näher als bei Benutzung des zweiten."

Ein wesentlicher Punkt bleibt bei dieser Regel unbestimmt. Ein Lösungsmittel von größerem Brechungsexponenten hat nicht notwendig ein größeres Dispersionsvermögen. Kundt hat versucht, zu entscheiden, ob die Größe der Verschiebung sich nach dem Dispersions- oder Brechungsvermögen richtet. Da aber die Absorptionsstreifen dieser organischen Farbstoffe sehr breite sind und unscharfe Grenzen haben, welche genaue zuverlässige Messungen unmöglich machen, konnte er die Frage nicht entscheiden. Kundt hat auch seine Experimente einigermaßen unrein gemacht, indem er eine alkoholische Lösung des Farbstoffes in das Lösungsmittel eingoß, anstatt den Farbstoff direkt in dem betreffenden Lösungsmittel aufzulösen.

Die folgende Tabelle gibt die Resultate von Kundt. Er hat nicht das Brechungs- und Dispersionsvermögen von den Lösungen gemessen, sondern von den Lösungsmitteln, die er gebraucht hat.

Die Reihenfolge dieser Lösungsmittel nach wachsendem $\frac{dn}{d\lambda}$ geordnet, ist zufällig dieselbe für alle Gebiete des Spektrums. Deshalb ist es in diesem Falle gestattet, für alle Farben dieselbe Reihenfolge der Lösungsmittel nach $\frac{dn}{d\lambda}$ zu nehmen. In der Tabelle sind in den

n	$\frac{dn}{d\lambda}$	Chlorophyll	Anilingrün	Cyanin	Fuchsin	Chinizarin	Eigelb
Methylalkohol	Methylalkohol	Äther	Methylalkohol	Methylalkohol	Wasser	Methylalkohol	Methylalkohol
Wasser	Wasser	Aceton	Aceton	Aceton	Methylalkohol	Aceton	Aceton
Äther	Äthylalkohol	Äthylalkohol	Äthylalkohol	Äthylalkohol	Aceton	Äther	Äther
Aceton	Aceton	Amylalkohol	Äther	Äther	Äthylalkohol	Äthylalkohol	Äthylalkohol
Äthylalkohol	Äther	Chloroform	Chloroform	Amylalkohol	Äther	Amylalkohol	Amylalkohol
Ligroin	Amylalkohol	Benzol	Amylalkohol	Ligroin	Chloroform	Chloroform	Ligroin
Amylalkohol	Ligroin	Cassiaöl	Ligroin	Chloroform	Amylalkohol	Toluol	Chloroform
Chloroform	Chloroform	CS_2	Toluol	Toluol	Ligroin	Benzol	Toluol
Benzol	Toluol		Benzol	Benzol	Benzol	Cassiaöl	Benzol
Toluol	Benzol		Cassiaöl	Cassiaöl	Toluol	CS_2	Cassiaöl
Cassiaöl	Cassiaöl		CS_2	CS_2	Cassiaöl		CS_2
CS_2	CS_2				CS_2		

zwei ersten Reihen die Lösungsmittel nach wachsendem n resp. $\frac{dn}{d\lambda}$ geordnet, in den anderen Reihen so, daß der Absorptionsstreifen für den am Kopf der Reihe angegebenen Farbstoff immer weiter nach Rot rückt.

Aus dieser Tabelle sieht man, daß es unmöglich ist zu sagen, ob die Verschiebungen von dem Brechungs- oder Dispersionsvermögen abhängen.

Die Kundtsche Regel ist später von Claes [1]), Stenger [2]) und Vogel [3]) bestätigt worden. In der neueren Zeit sind indessen andere Untersuchungen angestellt worden, deren Resultate der Kundtschen Regel widersprechen. v. Lepel [4]), Katz [5]) und Formánek [6]) haben organische Farbstoffe in verschiedenen Lösungsmitteln spektroskopisch untersucht und finden, daß zwar einige der Kundtschen Regel folgen, daß aber bei den anderen entweder gar keine Verschiebung eintritt oder eine in der entgegengesetzten Richtung, d. h. nach Violett hin. Unter 524 Stoffen hat Formánek nur 284 gefunden, die der Kundtschen Regel folgen. Für die Uranylsalze in verschiedenen Lösungsmitteln fand Deussen [7]), daß „die zehn Absorptionsstreifen sich in ganz verschiedenem Maße verschieben, einige sich nach größeren, andere nach kleineren Wellenlängen hin bewegen, zwei Streifen zusammenfließen können oder einer sich spalten kann". [8]) Liveing [9]) hat Didymchlorid in Äthylalkohol (neutral und sauer) und in Glycerol aufgelöst, auch Didymacetat in Essigsäure. Er hat aber keine Messungen gemacht und findet, daß die Verschiedenheiten der Spektra den komplizierten Einflüssen der „verschiedenen Moleküle während ihrer Zusammenstöße zuzuschreiben sind". [10])

Hartley [11]) hat unter anderen Nitraten auch Erbiumnitrat untersucht und schließt, daß die veränderte Lage der Absorptionsstreifen in verschiedenen Lösungsmitteln vom Molekulargewicht des Salzes in der Lösung abhängig ist.

Die seltenen Erden haben im Gegensatz zu den organischen Farbstoffen feine Absorptionsstreifen, die meist scharf abgegrenzt sind, und deshalb lassen sie sich mit ziemlich großer Genauigkeit messen. Auch sind die Absorptionsstreifen von jeder dieser Substanzen über das ganze Spektrum zerstreut, was für eine Bestimmung der Abhängigkeit von dem Dispersionsvermögen sehr günstig ist. Man könnte daher denken, wenn sie der Kundtschen Regel überhaupt folgen, daß sie vielleicht eine Entscheidung geben würden, ob das Brechungs- oder Dispersionsvermögen bei der Verschiebung eine Rolle spielen. Dies festzustellen war der Zweck des ersten Teils meiner Untersuchung.

Als Resultat hat es sich ergeben, daß diese Salze der Kundtschen Regel nicht folgen, sondern daß im Widerspruch damit die Verschiebungen im allgemeinen am größten für diejenigen Lösungmittel sind, die die kleinsten Brechungsexponenten besitzen. Auch sind gewöhnlich die Verschiebungen im Gelb und Grün größer als im Blau und Violett.

Beschreibung der Experimente.

Die Nitrate von Didym, Cerium und Neodym wurden in möglichst vielen verschiedenen Lösungsmitteln aufgelöst. Sie ließen sich zwar nicht in Äther, Chloroform, Ligroin, Benzol, Toluol, Nitrobenzol, Cassiaöl und Schwefelkohlenstoff auflösen, sie waren aber in Methylalkohol, Aceton, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isobutylalkohol, Amylalkohol, Allylalkohol, Glyzerin und ein wenig in Benzylalkohol lösbar.

Die Messungen im Gelb und Grün wurden direkt spektroskopisch gemacht, diejenigen im Blau und Violett mit einem Komparator an Photogrammen, da das Auge nicht sehr zuverlässig ist, Messungen im Blau und Violett zu machen.

Das Spektroskop trug auf seinem Tisch ein Rutherfordsches Prisma. Vor der Hälfte des Spaltes war ein total reflektierendes Prisma gesetzt, damit man zwei Spektra gleichzeitig übereinander werfen konnte. Als Lichtquellen wurden zwei Auerbrenner benutzt, deren Licht auf dem Spalt durch Linsenpaare konzentriert wurde. Jeder der zwei Träger dieser Linsen trug zwischen seinen zwei Linsen die absorbierende Lösung.

Die verschiedenen Spektra desselben Salzes in verschiedenen Lösungsmitteln wurden so miteinander verglichen, aber wenn eine Messung der Lage der Streifen angestellt wurde, war jedesmal das total reflektierende Prisma zur Seite geschoben, damit das andere Spektrum keine subjektive Störung hervorrufen könnte. Die Lichtquellen waren mit Sorgfalt so gestellt, daß die Belichtung von beiden gleich erschien; damit aber sicher kein Beobachtungsfehler infolge verschiedener Lichtstärken eintreten könnte, wurden die Lösungen immer miteinander vertauscht und die Spektra dann wieder verglichen.

Die Photogramme sind mit einem Zeißschen Spektrograph gemacht, das eine Kamera anstatt

1) F. Claes, Wiedem. Ann. **3**, 389—414, 1878.
2) F. Stenger, Wiedem. Ann. **28**, 201—230, 1886.
3) H. W. Vogel, Ber. Chem. Ges. **7**, 976—979, 1874.
4) F. v. Lepel, Ber. Chem. Ges. **11**, 1146—1151, 1878.
5) Katz, Inaug.-Dissert. Erlangen 1898.
6) J. Formánek, Zeitschr. f. Farben- u. Textil-Chemie **1**, 1902.
7) E. Deussen, Wiedem. Ann. **66**, 1128—1148, 1898.
8) H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie III, 84.
9) G. Liveing, loc. cit.
10) Fort. d. Phys. 1899. II, 74.
11) W. N. Hartley, Chem. Soc. **18**, 239—240, 1902; auch Journ. Chem. Soc. **83**, 221, 246, 1903.

eines Fernrohres hatte. Durch ein System von total reflektierenden Prismen vor dem Spalte konnte man Licht gleichzeitig auf beiden Seiten des Kollimators so einführen, daß man die Bilder zweier Spektra übereinander mit einer Exposition bekam. Die Linsen des Spektrographs sowohl als die der vorher genannten Träger bestanden aus Quarz und Fluorit. Für die Bilder im Sichtbaren wurde ein Rutherfordsches Glasprisma eingesetzt, für die im Ultraviolett zwei 30gradige Quarz-Prismen. Die Quarz-Prismen standen in solchem Verhältnis zueinander, daß ihre Doppelbrechung kompensiert war.

Als Lichtquellen zum Photographieren wurden zwei Nernstlampen gebraucht.

Orthochromatische Platten, von Perutz & Co., München, dienten für die Photogramme im Sichtbaren und Schleußner-Platten für die im Ultravioletten. Das Blau wurde durch einen mit Nitrosodimethylanilin gefärbten Schirm abgeschwächt. Die Salze waren von Droßbach & Co., Freiberg, geliefert.

Als es sich zeigte, daß die Lage der Absorptionsstreifen für dasselbe Salz in den verschiedenen Lösungsmitteln verschieden war, erschien es notwendig, zuerst zu bestätigen, daß jene wirklich dieselben Absorptionsstreifen, nur verschoben, waren und nicht neue Streifen durch irgendeine Reaktion in dem betreffenden Lösungsmittel entstanden.

Zu diesem Zweck wurde der Übergang von Neodymnitrat in Wasser zu Neodymnitrat in Aceton gelöst durch allmähliches Hinzufügen von einer acetonigen Lösung zu der wässrigen sorgfältig studiert. Dasselbe wurde auch für Didymnitrat gemacht. Der Übergang von einer wässrigen Lösung des Didymnitrats zu einer Lösung in den anderen Lösungsmitteln wurde ebenfalls genau beobachtet.

Als Konzentration wurde ein Gramm Salz, in 10 ccm Lösungsmitteln gelöst, gebraucht. Dies Verhältnis war gewählt, da es sich am günstigsten zeigte, um die Änderungen zu studieren. Mit einer konzentrierteren Lösung war die ganze Absorptionsgruppe im Gelb so dunkel, daß die einzelnen Komponenten nicht getrennt zum Vorschein kamen. Mit einer dünneren Lösung dagegen waren die Komponenten so schwach, daß sie schwer meßbar waren. Die Dicke des Troges betrug 15 mm.

Um ein anschauliches Bild dieses Überganges zu geben, ist das Photogramm I mitgeteilt. Das obere Bild, das zum Vergleich dient, ist das Spektrum einer wässrigen Lösung von Didymnitrat. Unten sind die ersten acht Bilder die Spektra von einer Mischung aus einer wässrigen und einer acetonigen Lösung von Didymnitrat. Das Verhältnis, in dem die

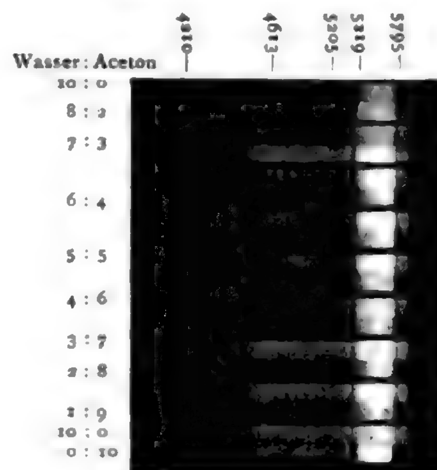


Fig. 1.
Der Übergang vom Didymnitrat in Wasser zu Didymnitrat in Aceton. Didymnitrat: Wasser = 1 : 10, Didymnitrat: Aceton = 1 : 10

Mischung jedesmal gemacht wurde, sieht man aus den Ziffern, die am Rande des Photogramms stehen. Die linken Ziffern beziehen sich auf die wässrige Lösung, die rechten auf die acetonige. Das letzte Spektrum unten ist von in Aceton allein gelöstem Didymnitrat.

Das Photogrammbild ist leider zu klein, um zu zeigen, wie in der gelben Gruppe die einzelnen Komponenten sich nicht gleichzeitig, sondern nacheinander verschieben, was mit dem Spektroskop deutlich zu sehen war. Das Photogramm zeigt jedoch, wie im Grün der Streifen λ 5205 allmählich verschwindet und wie der Streifen λ 5219, welcher in einer wässrigen Lösung nach Blau hin am stärksten ist, dann überall die gleiche Intensität erhält und diffuser wird, und schließlich mit der acetonigen Lösung nach Rot hin am stärksten ist.

Man kann auch sehen, wie die feinen Streifen im Blau und Violett sich allmählich verschieben, wie sie diffuser werden, und wie der feine violette Streifen $\lambda = 4270$ in Aceton fast verschwindet. Das breite Band im Violett breitet sich nach beiden Seiten hin aus und wird gleichzeitig schwächer.

Um den Vorgang im Gelb deutlicher zu erkennen, wurden die Grenzen der einzelnen Komponenten spektroskopisch für verschiedene Lösungsmischungen von Didymnitrat in Wasser und Aceton gemessen. Die Resultate sind in Fig. 2 linker Hand nach Wellenlängen und rechter Hand nach Beobachtungszahlen graphisch dargestellt und es ist dabei soweit wie möglich die relative Intensität angezeigt.

Eine merkliche Änderung tritt ersichtlich erst ein, wenn man die wässrigen und die acetonigen Lösungen im Verhältnis 4:6 zueinander mischt. Dann sind die drei Streifen in der Gruppe nämlich $\beta \gamma \delta$ von gleicher Intensität und der Streifen α, $\lambda = 5955$ kommt eben zum Vor-

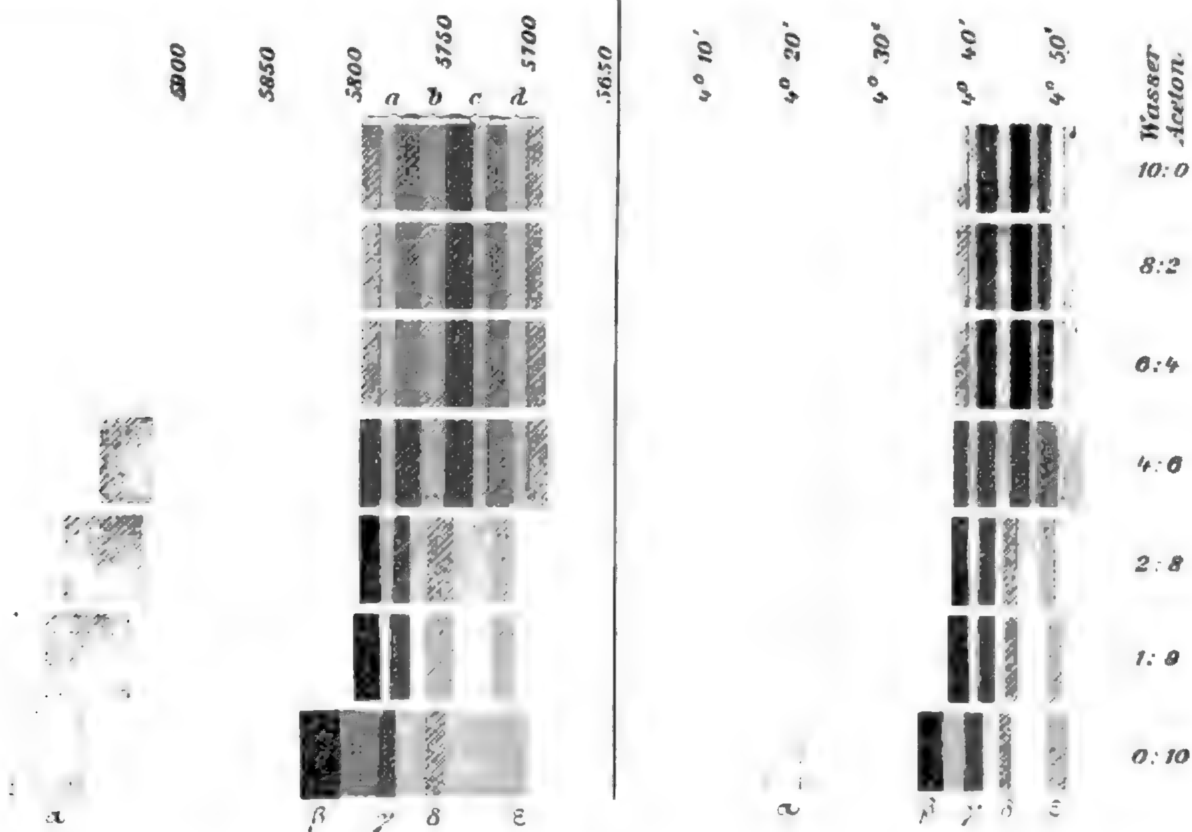


Fig. 2.

schein. Beim Verhältnis 2:8 ist der Streifen α, $\lambda = 5737$ heller und nach Rot verschoben, der Streifen γ, $\lambda = 5767$ schmaler, der Streifen β, $\lambda = 5788$ dunkler und der äußerste Streifen α, $\lambda = 5955$ noch weiter nach rot hin verschoben. Der Streifen ε, $\lambda = 5718$ andererseits ist ein wenig nach Blau hin verschoben und der letzte Streifen $\lambda = 5695$ ist verschwunden. Der Streifen δ, $\lambda = 5737$ bleibt dann stehen, die anderen verschieben sich noch mehr, die drei Streifen γ, $\lambda = 5667$, β, $\lambda = 5788$ und α, $\lambda = 5955$, nach Rot hin und ε, $\lambda = 5718$ weiter nach Blau hin.

Liveing[1]) spricht in seiner Abhandlung von „the apparent shift of the positions of greatest absorption in the bands in yellow and green", aber es scheint ihm nichts besonders dabei aufgefallen zu sein. Er hält es für möglich, daß „the apparent shift merely an overlapping of the bands due to an increase of width" ist.

Ob die oben sogenannten Komponenten nur durch das Übereinanderliegen von breiten Bändern *a, b, c, d* (siehe die linke Figur) entstehen, oder ob sie derartig unscharfe Absorptionsstreifen sind, daß das Gebiet zwischen ihnen nicht vollständig hell ist, ließ sich nicht entscheiden. Ich habe sie in den Tabellen als Absorptionsstreifen behandelt, da dies ihre Darstellung vereinfacht und der Sinn der Verschiebung derselbe ist, ob man sie als verschobene Streifen oder als Teile von Bändern ansieht, die eine andere Lage haben. Daß aber die augenscheinliche Verschiebung nicht von einer bloßen Ausbreitung der Bänder nach beiden Seiten herrühren kann, läßt sich feststellen. Denn wäre das der Fall, so müßte die eine Grenze nach Rot hin, die andere weiter nach Blau hin rücken. Aus der Zeichnung sieht man aber, daß beide Grenzen in derselben Richtung verschoben werden, obwohl der Streifen etwas breiter wird. Man könnte etwa sagen, daß kein Band sich nach Blau hin verschiebt, sondern daß das Band *c* sich so viel mehr nach Rot hin verschiebt, als das Band *d*, daß ihre Grenzen auseinander rücken und man deshalb keine Streifen zwischen δ und ε in dem Spektrum der acetonigen Lösung sehen kann. Aber dann müßte man auch sagen, daß das Band *d* ausnahmsweise schmäler anstatt breiter geworden wäre.

Da die Photogramme der Übergänge zu den Lösungen in den anderen Lösungsmitteln ungefähr dieselben Vorgänge zeigten, sind sie, wie S. 824 mitgeteilt, hier nicht mitreproduziert.

Nachdem es festgestellt war, welche Streifen nach der Verschiebung einander entsprechen, wurde die Lage aller Streifen für die verschiedenen Lösungen gemessen. Ihre Wellenlängen sind dann von denjenigen der entsprechenden Streifen einer wässrigen Lösung subtrahiert und in der folgenden Tabelle die Differenzen neben die gefundenen Wellenlängen für jedes Lö-

1) G. Liveing, loc. cit.

Didymnitrat.

	Wasser	Methylalkoh.	Diff.	Aceton	Diff.	Äthylalkohol	Diff.	Propylalkoh.	Diff.	Isobutylal.	Diff.	Amylalkohol	Diff.	Allylalkohol	Diff.	Glyzerin	Diff.
Orange		5988 5918 5953		5995 5953 5974		5966 5924 5945		5966 5914 5940		5942 5920 5931		5975 5926 5950,5		5963 5935 5949		5950 5908 5929	
		5850				5849		5844		5836		5858		5836		5836	
	5795 5784 5789,5	5824 5800 5812	22,5	5828 5808 5818	26,5	5814 5794 5804	14,5	5796 5780 5788	−1,5	5805 5774 5789,5	0	5800 5790 5795	4,5	5797 5773 5785	−4,5	5796 5781 5788,5	−1
	5776 5760 5768	5780 5765 5772,5	4,5	5785 5774 5779,5	11,5	5780 5765 5772,5	4,5	5772 5758 5765	−3			5769 5762 5765,5	−2,5				
Gelb	5747 5732 5739,5	5757 5742 5749,5	10,5	5757 5745 5751	13	5751 5742 5746,5	7	5746 5737 5741,5	2,5			5748 5740 5744	4,5			5760 5748 5754	14,5
	5723 5713 5718	5716 5700 5708	−10	5713 5697 5705	−13	5713 5697 5705	−13	5713 5697 5705	−13	5720 5700 5710	−8	5712 5696 5704	−14	5722 5707 5714,5	−3,5	5714 5699 5706,5	−11,5
	5701 5691 5696																
	5680	5677		5676		5677		5670		5682		5673		5680		5690	
Grün	5220 5201 5210,5	5245 5217 5231	20,5	5250 5213 5235	24,5	5243 5217 5230	19,5	5242 5217 5229,5	19	5236 5216 5226	15,5	5242 5217 5229,5	19	5233 5220 5226,5	16	5240 5212 5226	15,5
Grün	5124 5085	5127 5081 5102		5122 5086 5104		5123 5090 5106,5		5127 5082 5104,5		5152 5092 5122		5123 5083 5103		5130 5080 5105		5130 5092 5111	
Blau	4811 4799 4805	4820 4806 4813	8	4819 4805 4812	7	4820 4808 4814	9	4813 4799 4806	1	4816 4804 4810	5	4814 4802 4808	3	4814 4802 4808	3	4824 4810 4817	12
Blau	4678 4668 4673	4688 4676 4682	9	4692 4680 4686	13	4690 4680 4685	12	4686 4676 4681	8	4685 4675 4680	7	4688 4678 4683	10	4688 4678 4683	10	4690 4680 4685	12
Violett	4262 4254 4258	4275 4265 4270	12	4276 4266 4271	13	4276 4266 4270	12	4274 4264 4269	11	4270 4262 4266	8	4272 4262 4267	9	4269 4261 4265	7	4277 4267 4272	14

Ceriumnitrat.

	Wasser	Methylalkoh.	Diff.	Aceton	Diff.	Äthylalkohol	Diff.	Propylalkoh.	Diff.	Isobutylal.	Diff.	Amylalkohol	Diff.	Allylalkohol	Diff.	Glyzerin	Diff.
Orange		5982 5920 5951		5995 5915 5955		5975 5908 5941,5		5980 5908 5944						5960 5908 5934			
	5816	5820		5828		5823		5820		5823		5824 5803 5813,5		5828		5828	
	5798 5786 5792	5803 5790 5796,5	4,5	5806 5793 5799,5	7,5	5797 5790 5793,5	1,5	5800 5790 5795	3	5786		5803 5795 5799	7	5815 5791 5803	11	5790 5773 5781,5	
Gelb	5776 5758 5767	5780 5761 5770,5	3,5	5783 5763 5773	6	5780 5768 5774	7	5778 5765 5771,5	4,5			5771 5761 5766	−1	5780 5762 5771	4	5760 5747 5753,5	
	5726 5704 5715	5714 5691 5702,5	−12,5	5712 5691 5701,5	−13,5	5714 5693 5703,5	−11,5	5714 5694 5704	−11			5717		5710 5690 5700	−15	5708 5691 5699,5	−15,5
	5704	5678		5678		5672		5671		5678		5680		5667		5691	
Grün	5231 5215 5223	5241 5215 5228	5	5247 5209 5228	14	5243 5218 5230,5	7,5	5240 5219 5229,5	6,5	5241 5218 5229,5	6,5	5241 5217 5229	6	5241 5212 5226,5	3,5	5238 5212 5225	2
"	5130 5092 5111	5126 5092 5109		5124 5095 5109,5		5122 5092 5107		5131 5113 5122				5128 5096 5112		5122 5095 5108,5		5131 5091 5111	

Neodymnitrat.

	Wasser		Methylalkoh.		Diff.	Aceton		Diff.	Athylalkohol		Diff.	Propylalkoh.		Diff.	Glyzerin		Diff.
Orange			5988 5936	5962		6027 5977	6002		5970 5925	5947,5		5960 5925	5942,5		5942 5895	5918,5	
	5823		5862			5876			5859			5860					
	5797 5784	5790,5	5824 5800	5812	21,5	5840 5814	5827	36,5	5797 5791	5794	3,5	5794			5789		
	5773 5760	5766,5	5785 5768	5776,5	10	5791 5780	5785,5	19	5785 5774	5779,5	13	5775			5768		
Gelb	5740 5730	5735	5757 5744	5750,5	15,5	5754 5733	5743,5	8,5	5758 5747	5753,5	18,5				5751 5738	5744,5	9,5
	5720 5710	5715	5713 5698	5705,5	—9,5	5699 5686	5692,5	—22,5	5719 5700	5709,5	—5,5	5720 5700	5710	—5			
	5698 5690	5694													5705 5685	5695	1
	5690		5678			5680			5680			5680			5678		
	5221		5247			5250			5240			5236			5231		
Grün	5217 5208	5211,5		5233,5	22		5231,5	20		5230,5	19		5225	14,5		5216,5	5
	5202		5220			5213			5221			5214			5202		
Grün	5132		5121			5122			5123			5125			5122		
	5087		5094			5086			5092			5107			5087		
Blau	4678 4668	4673	4690 4680	4685	12	4689 4677	4683	10	4690 4678	4684	11	4687 4677	4682	9			
Violett	4262 4254	4258	4275 4265	4270	12	4275 4265	4270	12	4276 4266	4271	13	4274 4264	4269	11			

Didymnitrat.

Wasser	Ameisensäure	Diff.	Essigsäure		Diff	Phosphorsäure	Diff.	Buttersäure		Diff.	Salpetersäure		Diff.	Salzsäure	Diff.	Karbolsäure	Diff.
			6025 5967	5996		5883		5883 5822	5852		6025 5950	5987					
5789	5817	38	5851		62			5819		30	5870		81	5843	54		
5760	5784	24	5830		70	5828	68	5794		34	5828		68	5799	39	5805	45
5738	5768	30	5802		64	5795	57	5770		32	5800		62	5762	28	5768	30
5718	5742	24	5744		26	5745	27	5744		26	5726		8	5726	8	5726	8
5233	5235	2	5251		18	5248	15	5238		5	5257		24	5240	7	5240	7
5218	5220	2	5239		21	5233	15	5215		—3	5240		22	5223	5		
5124	5138	14	5130		6	5126	2	5121		—3	5120		—4	5143	19	5133	9
4828	4832	4	4845		17	4824	—4	4830		2	4842		14	4835	7	4840	12
4762	4771	9				4766	4	4763		1				4769	7		
4700	4706	6	4715		15	4702	2	4706		6				4706	6		
4447	4452	5	4460		13	4448	1	4448		1				4450	3		

sungsmittel gestellt. Dieselbe Konzentration 1 gr Salz in 10 ccm Lösungsmittel für Didym und Neodym, 1 gr Ceriumnitrat in 2 ccm Lösungsmittel sind gebraucht. Auch betrug wieder die Dicke des Troges 15 mm.

Die Messungen im Blau haben einen Fehler von 2 bis 4 Proz.

In den Tabellen und auf den Platten sind die Lösungsmittel nach wachsenden Brechungsexponenten geordnet. Bei breiten Streifen sind jedesmal erst die Begrenzungen und daneben die Nickellinie der Absorptionsstreifen angegeben.

Fig. 3 gibt die Spektra von Didymnitrat in den verschiedenen Lösungsmitteln. Das untere Bild jedes Doppelspektrum, welches als Vergleichsbild dient, ist das Spektrum von Didymnitrat in Wasser. Die oberen Bilder sind die Spektra von Didymnitrat in resp. Methylalkohol, Aceton, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isobutylalkohol, Amylalkohol, Allylalkohol und Glyzerin. Die Konzentration war 1 gr Salz zu 10 ccm Lösungsmittel, die Trogdicke war 15 mm.

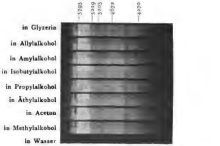


Fig. 3.
Didymnitrat in verschiedenen organischen Lösungsmitteln.
Didymnitrat: Lösungsmittel = 1 : 10, Trogdicke = 15 mm.

Digitized by Google

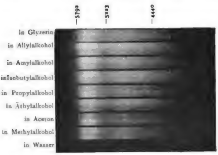


Fig. 4.
Ceriumnitrat in verschiedenen organischen Lösungsmitteln. Cerium: Lösungsmittel = 1 : 2, Trogdicke 15 mm.

Auf Fig. 4 sind die Spektra von Ceriumnitrat in den verschiedenen Lösungsmitteln zu sehen. Das Vergleichsbild, welches unten steht, ist das Spektrum von Ceriumnitrat in Wasser. Die oberen Spektra sind vom Ceriumnitrat in

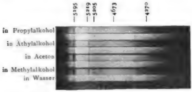


Fig. 5.
Neodymnitrat in verschiedenen organischen Lösungsmitteln. Neodymnitrat: Lösungsmittel = 1 : 10, Trogdicke = 15 mm.

Methylalkohol, Aceton, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isobutylalkohol, Amylalkohol, Allylalkohol und Glyzerin gewonnen. Die Konzentration war 1 gr Salz zu 2 ccm Lösungsmittel, die Dicke des Troges 15 mm.

Fig. 5 gibt die Spektra von Neodymnitrat in Wasser, Methylalkohol, Aceton, Äthylalkohol und Propylalkohol. Unten ist jedesmal das Spektrum von Neodymnitrat in Wasser, oben sind die Spektra von den anderen Lösungsmitteln resp. Die Konzentration war 1 gr Salz in 10 ccm Lösungsmittel, die Dicke des Troges 15 mm.

Fig. 6.
Didymnitrat in verschiedenen Lösungsmitteln. Mit Quarzprismen aufgenommen. Didymnitrat: Lösungsmittel = 1 : 10, Trogdicke 15 mm.

Die drei Figuren 3 bis 5 sind alle mit dem Rutherfordschen Prisma gemacht worden.

Fig. 6 ist mit den Quarzprismen gemacht worden. Sie gibt das Spektrum von Didymnitrat in Wasser, jedesmal als Vergleichsbild, welches unten steht, oben die Spektra in Methylalkohol, Aceton, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isobutylalkohol, Amylalkohol und Glzyerin. Dieselbe Konzentration und Trogdicke war gebraucht wie für Platte II.

Die Photogramme Fig. 3 bis 6 zeigen, wie die Spektra des gelösten Salzes in den verschiedenen Lösungsmitteln aussehen. Hätte man stärkere Lösungen benutzt, so würden die Photogramme mehr Kontraste gehabt und bessere Bilder geboten haben; aber dann hätte man auf Fig. 3, 4 und 5 nicht die Änderungen in der gelben Gruppe sehen können.

Die Brechungsexponenten der verschiedenen Lösungen wurden nicht gemessen. Wenn man annimmt, daß die Reihenfolge der Lösungsmittel, nach wachsendem *n* geordnet, durch Lösung des Salzes nicht geändert ist, was sehr wahrscheinlich ist, so sieht man aus den Tabellen, daß die Verschiebung bei den alkoholischen Lösungen im Durchschnitt für diejenigen am größten sind, die die kleinsten Brechungsexponenten besitzen. Doch darf man das nicht als sicher aufstellen, solange man die Brechungsexponenten dieser Lösungen selbst nicht gemessen hat.

Die Lösung in Glyzerin steht als eine Ausnahme zu dem Obengesagten in Widerspruch. Die Verschiebungen im Blau und Violett sind hier größer als im Grün und Gelb. Die Streifen, besonders im Gelb, sind schärfer abgegrenzt. Das breite Band im Violett scheint verschoben zu sein, anstatt nach beiden Seiten ausgebreitet, wie es für die anderen Lösungsmittel stattfindet.

Didymnitrat ist auch in einigen Säuren gelöst und es sind dabei die Verschiebungen der Streifen gemessen worden. Da es aber möglich ist, daß hier irgendeine chemische Reaktion stattfindet, so ist die Sache wahrscheinlich zu kompliziert, um aus den Zahlen etwas schließen zu dürfen.

2. Wässrige Lösungen von verschiedenen Konzentrationen.

Liveing[1]) hat die Nitrate, Chloride und Sulfate von Didym und Erbium in wässrigen

1) G. Liveing, loc. cit.

Digitized by Google

Lösungen von verschiedenen Konzentrationen untersucht. Zu einer verdünnten Lösung nahm er jedesmal einen entsprechend dickeren Trog, damit die Menge des gelösten Salzes dieselbe blieb. Als seine konzentriertesten Lösungen wählte er 611,1 gr des Didymnitrats zu einem Liter Wasser, 462,9 gr des Didymchlorids und 58,11 gr des Didymsulfats. Für die meisten seiner Bilder und Beobachtungen hatten seine Tröge eine Dicke von 38 mm bis 305 mm. Aber für einige brauchte er Tröge von 5 mm und 6,7 mm Dicke.

In einem entsprechend dickeren Trog blieb die Menge des Salzes in jeder weiterhin verdünnten Lösung dieselbe, aber der Grad des Dissoziation war ein anderer. Wenn die Ionen in der Erzeugung von Absorptionsstreifen eine Rolle spielen, sollte das Spektrum von einer verdünnten Lösung anders aussehen als dasjenige von einer sehr konzentrierten Lösung.

Aus seinen Beobachtungen erhielt Liveing das Resultat, daß es keinen bedeutenden Unterschied in den Spektren gibt. Er bemerkte nur, daß die Absorptionsstreifen einer konzentrierten Lösung etwas breiter und diffuser sind. Für eine dünne Schicht, 5 oder 6,7 mm, erwähnt er, daß die Komponenten der gelben Gruppe bei einer konzentrierten Lösung sich etwas anders verhalten, aber seine Bilder zeigen es nicht. Für verdünnte Lösungen des Nitrats, Chlorids und Sulfats von Didym fand Liveing die Spektra einander vollständig gleich. Dies Resultat scheint, wie er sagt, die Ostwaldsche Hypothese zu bestätigen, daß, wenn die Spektra verdünnter Lösungen von Salzen desselben Metalls einander gleich sind, das Spektrum von den Metallionen herrührt. Seine anderen Resultate erachtet er hingegen jeder Ionenhypothese der Absorptions-Erscheinungen für widersprechend.

Im Jahre 1886 beobachtete Becquerel[1]) eine Verschiebung der stärksten Bänder des Didymnitratstreifens von $\lambda = 5790$ zu $\lambda = 5745$, wenn er die Lösung verdünnte. Die Verschiebung, meinte er, hinge von dem veränderten Brechungsexponenten ab. Seine konzentrierte Lösung hatte einen Brechungsexponent 1,4388, seine verdünnte 1,3454.

Die Ursache dafür, das Liveing keine Verschiebungen bemerkt hat, ist, glaube ich, eine dreifache. Seine stärksten Lösungen waren nicht konzentriert genug, er hat mit zu dicken Schichten gearbeitet, und er hat nicht zwei Bilder gleichzeitig photographiert.

Wenn die Lösung nicht gesättigt ist, so ist zu einem ziemlich hohen Grade in einer wässrigen Lösung Dissoziation vorhanden. Es war möglich, 30,5 gr Didymnitrat in 10 ccm Wasser aufzulösen; eine solche Lösung enthielt dann fast das Sechsfache der konzentriertesten Lösung von Liveing. Bei einer Lösung der von Liveing benutzten Konzentration konnte auch ich fast keinen Unterschied von dem Spektrum einer verdünnten Lösung bemerken.

Benutzt man eine zu dicke Schicht, so erscheint die Absorptionsgruppe im Gelb als ein breites schwarzes Band, und die einzelnen Komponenten kommen nicht zur Geltung. Die Schichtdicken für die folgende Fig. 7 waren resp. 1, 2, 3, 5, 10, 15, 20 30 und 40 mm, diejenige für die Bilder von Liveing waren meistens 38 mm bis 305 mm dick.

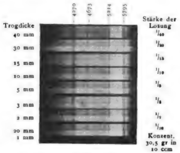


Fig. 7.
Wässrige Lösung von Didymnitrat zu verschiedenen Konzentrationen mit entsprechend dickeren Schichten. Konzentrierte Lösung 30,5 gr in 10 ccm.

Wenn man nicht gleichzeitig ein Vergleichsbild mit photographiert, so kann die Platte sich etwas verschieben, wenn man die Kassette nach unten oder nach oben bewegen muß, um das nächste Bild zu bekommen. Deshalb konnte wahrscheinlich eine Verschiebung der Streifen auf den Platten von Liveing nicht mit Sicherheit wahrgenommen werden, falls überhaupt eine solche vorhanden war.

Fig. 7 gibt die Spektra der wässrigen Lösungen vom Didymnitrat bei verschiedenen Konzentrationen. Als Vergleichsbild ist $^1/_{20}$ der konzentriertesten Lösung in einem Trog, 20 mm dick, gebraucht. Das Spektrum steht unten. Die anderen Spektra oben sind mit $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_5$, $^1/_{10}$, $^1/_{15}$, $^1/_{30}$, $^1/_{40}$ der konzentrierten Lösung in Trögen 1, 2, 3, 5, 10, 15, 30, 40 mm dick erhalten.

Aus Fig. 7 sieht man im Gegensatz zu den Resultaten von Liveing, daß alle Streifen einer sehr konzentrierten Lösung eine andere Lage besitzen, als diejenige einer verdünnten Lösung. Die violetten, blauen und grünen Streifen sind nach den längeren Wellenlängen hin verschoben und die Gruppe im Gelb hat für die konzentrierte Lösung eine auffallende

1) H. Becquerel, C. R. **102**, 106—110, 1886.

Digitized by Google

Ähnlichkeit mit derselben Gruppe bei einer alkoholischen Lösung. Auch kann man mit dem Spektroskop sehen, daß der neue Streifen im Orange $\lambda = 5955$ ca gleichfalls für eine konzentrierte Lösung ebenso zum Vorschein kommt, wie für die Lösungen in Alkohol, Aceton und Glyzerin.

Die Resultate dieser zweiten Untersuchung über wässrige Lösungen von verschiedenen Konzentrationen hängen mit denen der ersten Untersuchung über die Kundtsche Regel einigermaßen zusammen. Die erste Untersuchung hat gezeigt, daß für diese benutzten Salze das Brechungs- und Dispersionsvermögen mit der Verschiebung der Absorptionsstreifen wenig zu tun hat. Da es aber bekannt ist, daß der Grad der Dissoziation in einer alkoholischen Lösung bedeutend kleiner ist, als in einer wässrigen Lösung von derselben Konzentration, liegt die Vermutung nahe, daß die Dissoziation die Hauptrolle in der Änderung des Spektrums, in diesem Falle wenigstens, spielen möchte. Wäre diese Hypothese haltbar, so müßte das Spektrum einer sehr konzentrierten wässrigen Lösung sich ähnlich wie dasjenige einer alkoholischen verhalten. Die sehr konzentrierte Lösung, 30 gr Didymnitrat in 10 ccm Wasser, war speziell zum Zweck der Prüfung dieser Auffassung hergestellt, und die Beobachtung gibt eine Bestätigung der Hypothese, insofern als ihr Spektrum sehr ähnlich dem Spektrum einer alkoholischen Lösung ist.

In diesen Lösungen sind wahrscheinlich Moleküle und Ionen zusammen vorhanden. Diese bilden dann ein Stadium zwischen einer sehr verdünnten und einer sauren Lösung, wenn die Annahme richtig ist, daß in einer sauren Lösung fast keine Moleküle in Ionen zerlegt sind. Liveing hat Chlorwasserstoff in eine neutralalkoholische Lösung von Didymchlorid eingeleitet, bis die Lösung sauer war. Das Spektrum dieser sauren Lösung hatte keine Streifen im Blau und Violett, die zweite Gruppe im Grün λ 4270 war auch verschwunden, die erste im Grün λ 4673 viel schwächer. Die Gruppe im Gelb dagegen war viel stärker, ihre Streifen waren durch klare helle Teile getrennt, und die ganze Gruppe im Gelb war viel breiter und weiter nach Rot hin verschoben.

Nimmt man an, daß nach der Ostwaldschen Hypothese das Spektrum einer wässrigen Lösung von den Ionen herrührt, andererseits, daß eine saure Lösung sehr viel weniger Metallionen enthält, so muß man auch annehmen, daß das oben beschriebene Spektrum einer sauren Lösung von den Molekülen herrührt. Nach dieser Hypothese hätte man dann in den neutralalkoholischen und gesättigten wässrigen Lösungen nebeneinander Absorptionsstreifen, die von den Molekülen und solche, die von den Ionen erzeugt werden.

Bei einer sauren Lösung sind die Streifen im Blau und Violett und eine Gruppe im Grün nicht vorhanden; diese Streifen würden demnach von den Ionen herrühren. Die Streifen im Gelb und in der anderen Grüngruppe haben eine Lage ähnlich der Lage dieser Gruppen in einer verdünnten wässrigen Lösung, nur weiter nach Rot hin. Sie werden von den Molekülen, und die entsprechenden der verdünnten Lösung von den Ionen herrühren.

Um nach dieser Hypothese die Sache zu erklären, könnte man sich vorstellen, daß bei einer verdünnten Lösung in diesem Falle das Molekül in zwei Ionen von ungleichem Charakter geteilt worden ist. Die eine Ionenart ist fähig, die kleineren Schwingungen aufzunehmen, die die Streifen im Blau und Violett und teilweise im Grün zum Vorschein bringen. Die anderen Ionen dagegen sind so gebildet, daß sie nur die langsameren Schwingungen aufnehmen können, und die erzeugen die Streifen im Gelb und vielleicht die erste Gruppe im Grün $\lambda = 5210$ ca. Diese Ionen müssen dann ähnlichen Bau haben wie die Moleküle selbst, da die Lage ihrer Streifen nicht sehr verschieden ist von der Lage der Streifen, die in einer sauren Lösung von den Molekülen hervorgerufen werden.

Es ist möglich, daß das Brechungs- oder Dispersionsvermögen auch einen Einfluß in der Verschiebung ausübt. Die Lösung in Glyzerin war der wässrigen Lösung von derselben Konzentration ähnlicher, als irgendeiner von den anderen organischen Lösungen. Möglich ist es, daß das Salz sich in dem im Glyzerin enthaltenden Wasser aufgelöst hat. Dann wäre die große merkliche Verschiebung im Blau und Violett bei der Lösung in Glyzerin nur von dem großen Brechungs- und Dispersionsvermögen des Glyzerins abhängig. Es würde vielleicht interessant sein, die Lage der Streifen in sauren Lösungen von allen den Lösungsmitteln zu messen, die in den vorhergehenden Untersuchungen gebraucht waren, denn wenn die obengenannte Hypothese haltbar ist, so sollte man bei sauren Lösungen durch eine Verschiedenheit der Grade der Dissoziation gestört werden, und es wäre dann vielleicht möglich, festzustellen, wie das Brechungs- und Dispersionsvermögen in der Verschiebung mitwirkt.

Um diese Hypothese auf genauere Weise zu prüfen, müßte man den Dissoziationsgrad in den neutralen Lösungen, die in dieser Untersuchung gebraucht waren, durch Messungen bestimmen. Dann könnte man diese Zahlen mit der Reihenfolge der Verschiebungen vergleichen und daraus sehen, ob die Lösungen, deren Streifen in der gelben Gruppe am meisten nach Rot hin

verschoben werden, auch diejenigen sind, welche die kleinste Dissoziation haben.

Ähnliche Messungen sollten auch für Salze der anderen seltenen Erden, nämlich Samarium, Erbium und Praseodym, gemacht werden.

3. Der Meldesche Effekt.

Im Jahre 1865 hat Melde[1]) bemerkt, daß das Spektrum von einer Mischung zweier Lösungen ein anderes war, als wenn er die Lösungen hintereinander gestellt spektroskopisch untersuchte. Der für die Mischung verwandte Trog war doppelt so dick wie der für die getrennten Lösungen. Bei einer Karmin- und einer Kaliumdichromatlösung waren die Absorptionsstreifen der Mischung in der Richtung der kleineren Wellenlängen verschoben. Bei den Mischungen von anderen Lösungen fand er eine Verschiebung in der entgegengesetzten Richtung. Mit verbessertem Apparate hat Bostwick[2]) 1889 diese Untersuchungen von Melde wiederholt und die Erscheinung bestätigt.

Wenn diese Verschiebung durch keine chemische Reaktion hervorgerufen ist, so sagt sie aus, daß die Ionen oder Moleküle, die die Absorptionsstreifen verursachen, in einer Mischung einen Einfluß aufeinander ausüben. Von den organischen Farbstoffen, die Melde und Bostwick gebrauchten, ist wenig bezüglich ihres chemischen Verhaltens in Mischungen bekannt. Deshalb schien es von Interesse zu sein, diese Erscheinung für eine Mischung zu untersuchen, worin selbst keine vermutliche chemische Reaktion stattfinden konnte. Denn der genannte Einfluß der Ionen oder Moleküle aufeinander würde nur dann bewiesen sein, wenn man die Meldesche Erscheinung bei einer Mischung von Lösungen gefunden hat, deren Absorptionsstreifen von Metallionen oder Molekülen herrühren. Die Salze der seltenen Erden in Wasser gelöst bieten solche reaktionsfreie Lösungen an. Ihre Streifen sind auch so viel feiner und schärfer, als die der organischen Farbstoffe, daß die Größe der Verschiebung mit größerer Genauigkeit gemessen werden sollte.

Die Erscheinung bei Karmin- und Kaliumdichromatlösungen wurde zuerst bestätigt. Mit einem total reflektierenden Prisma vor dem Spalt, wobei das Spektrum der Mischung und dasjenige der getrennten Lösungen gleichzeitig übereinander standen, war die Verschiebung sehr deutlich zu sehen.

Dieselbe Methode wurde dann für Lösungen der seltenen Erden angewandt. Bei den Nitraten von Didym und Cerium, von Didym und Erbium, von Neodym und Cerium, von Cerium und Erbium, von Neodym und Erbium, war in keinem Falle irgendeine Änderung in den Streifen zu bemerken. Diese Untersuchungen wurden bei verschiedenen Verdünnungen gemacht.

Um zu sehen, ob eine Kaliumdichromatlösung eine Verschiebung bei dem Salze einer seltenen Erde hervorrief, wie sie bei einer Karminlösung hervorgebracht war, wurden die Spektra von einer Mischung von Didymnitrat und Kaliumdichromat und von einer Hintereinanderstellung dieser Lösungen verglichen. Keine Verschiebung war zu bemerken. —

Die Anregung zu den vorstehenden Untersuchungen verdanke ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Voigt. Es ist mir ein Bedürfnis, ihm an dieser Stelle meinen Dank dafür auszusprechen, sowie für den teilnehmenden Rat, mit dem er mir im Laufe meiner Arbeit zur Seite stand.

(Eingegangen 7. September 1906.)

1) F. Melde, Pogg. Ann. **124**, 91—94, 1865; Pogg. Ann. **126**, 264—285, 1865.

2) A. E. Bostwick, Sill. Journ. 37, 471, 1889; Fortschr. der Phys. **2**, 86, 1889.

Über die theoretische Möglichkeit der Existenz von flüssigen Kristallen.

Von Boris Weinberg.

Der Begriff „flüssiger Kristall" hätte einen inneren Widerspruch, wenn wir den kristallinischen Zustand der Materie mit dem festen Zustande derselben identifizierten, wie es seinerzeit Herr Tammann machte.

Wirklich ruht der Unterschied zwischen den kristallinischen und amorphen Körpern auf der Verschiedenheit oder Gleichheit der Eigenschaften — unter anderem der Elastizitätskräfte — derselben in verschiedenen Richtungen. Der Unterschied zwischen festen und flüssigen (tropfbaren und gasförmigen) Körpern beruht aber auf der Größe der Kräfte, welche für eine Formänderung derselben nötig ist. Da diese Unterschiedsmerkmale, von denen eines qualitativ und das andere quantitativ ist, ganz verschieden sind, so kann man wohl feste, weiche, fließende und flüssige amorphe Körper annehmen, so wie auch die Existenz der festen, weichen, fließenden und auch flüssigen Kristalle theoretisch zulassen.

Doch gegen solch eine einfache Betrachtung kann man eine Erwiderung machen. Man kann nämlich fragen, ob nicht außer dem quantitativen Unterschied zwischen den Kräften der festen und der flüssigen Körper noch ein qualitativer Unterschied — in den Gesetzen dieser Kräfte — existiere und ob nicht derselbe Unterschied zwischen den kristallinischen und amorphen Körpern vorhanden sei. Dann könnten der kristallinische und der feste Körper

kraft solches besonderen und ihres allgemeinen Kraftgesetzes identifiziert werden.

Die Frage kann nur auf Grund der Experimentaluntersuchungen eine Antwort bekommen. Wir wissen, daß typische elastische — amorphe und kristallinische — feste Körper eine Kraft

$$f = N\alpha, \tag{1}$$

wo N der Scherungsmodul ist, auf die Einheit der Fläche, welche eine Verschiebung von Winkel α erlitten hat, ausüben. Typische Flüssigkeiten, bei einer Winkelgeschwindigkeit α' der Verschiebung, üben eine Kraft

$$f = \eta\alpha', \tag{2}$$

wo η der Koeffizient der inneren Reibung ist, aus. Die Gleichung (2) entspricht einem Relaxationsgesetze

$$f = f_0 e^{-t/T}, \tag{3}$$

wo

$$T = \frac{\eta}{N} \tag{4}$$

— der Relaxationszeit ist. Nach den Versuchen von Schwedoff[1]) über das elastische Verhalten von $\frac{1}{2}$- und 1-prozentigen wässrigen Gelatinelösungen ist für Kräfte, welche die Elastizitätsgrenze $N\lambda$ dieser Flüssigkeiten nicht übersteigen, die Gleichung (1) gültig; für größere Kräfte aber bekommt man mit der Zeit eine gleichförmige Bewegung mit einer Winkelgeschwindigkeit α', welche der Gleichung

$$f = N\lambda + NT\alpha' \tag{5}$$

gehorcht. Die Gleichung (5) entspricht folgender Abhängigkeit der Koeffizienten der inneren Reibung von α'

$$\eta = NT + \frac{N\lambda}{\alpha'} \tag{6}$$

und folgendem Relaxationsgesetze

$$f = N\lambda + (f_0 - N\lambda)e^{-t/T}. \tag{7}$$

Die Gesetze (2), (3) und (4) sind nur spezielle Fälle der allgemeineren Gesetze (5), (6) und (7), wenn λ — praktisch oder absolut — gleich null ist.

Für typische, plastische, amorphe Körper — Pech, Wachs, Kolophonium —, gelten dieselben Gesetze (2) und (3), wie für Flüssigkeiten. Für getrocknete Gelatine und für Kopallack — auch amorphe Körper — eignet sich aber etwas besser das Gesetz (7), wie man es aus einigen Versuchen von Reiger[2]) und De Metz[3]) schließen kann. Für Flußeis — einen kristallinischen festen Körper — zeigten meine Versuche[4]), daß der Zusammenhang von η mit α' sehr wahrscheinlich durch die Gleichung (6) ausgedrückt ist.

Diese Beispiele — besonders die letzte Tatsache — zeigen, daß zwischen festen und flüssigen Körpern, sowie zwischen kristallinischen und amorphen Körpern kein qualitativer Unterschied in den Gesetzen der Kräfte, sowie in der Größe der Kräfte vorhanden ist, und daß alle solche Unterschiede rein quantitativen Charakters sind. Als einziges Merkmal des kristallinischen Zustandes bleibt die Verschiedenheit der Eigenschaften in verschiedenen Richtungen — ein Merkmal, welches keineswegs im allgemeinen dem festen Körper, im üblichen Sinne des Wortes, zugeschrieben werden kann. Deswegen muß von den möglichen Grundlagen für die Verneinung der Möglichkeit der Existenz von flüssigen Kristallen die Identifizierung von kristallinischen und festen Zuständen endgültig ausgeschlossen werden.

Die Beseitigung dieser theoretischen Grundlage mag vielleicht etwas zur Klärung der Frage über die flüssigen Kristalle dienen.

St. Petersburg, 15.-28. September 1906.

(Eingegangen 2. Oktober 1906.)

1) Journ. de Phys. (2) 8, 341, 1889; (2) 9, 34, 1890.
2) Diese Zeitschr. 2, 213, 1901.
3) „La double refraction accidentelle dans les liquides". Edition „Scientia" 26, 55. 1905
4) Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 38, 277, 1906.

Ein Hinweis auf eine Deutung des Dulong-Petitschen Gesetzes.

Von P. Rohland.

Das von Dulong und Petit im Jahre 1818 aufgefundene Naturgesetz sagt aus, daß die Atome aller Elemente die gleiche Wärmekapazität besitzen, oder mit anderen Worten, daß

$$W \cdot A = K$$

ist, wo W die spezifische Wärme, A das Atomgewicht des betreffenden Grundstoffs, K eine Konstante bedeutet.

Letztere beträgt für die allermeisten Elemente, und zwar für solche, deren Atomgewicht größer als 30 ist, nahezu 6,4; eine kleinere Konstante weisen einige Metalloide, Wasserstoff, Fluor, Sauerstoff, Schwefel, Phosphor, Bor, Silicium und Kohlenstoff, ferner das Metall Beryllium nach den bisherigen Untersuchungen auf.

Doch haben Nilson und Pettersson für Beryllium, Weber für Kohlenstoff, Silicium, Bor nachgewiesen, daß ihre Atomwärme bei steigender Temperatur zunimmt und den Wert der Konstante erreicht.[1])

Die Dulong-Petitsche Regel erfüllt zwar in einer Hinsicht die Bedingungen, unter denen eine Zusammenfassung einer Reihe von Tatsachen als Naturgesetz bezeichnet werden kann; nämlich die, daß es andere Tatsachen mit einiger Genauigkeit voraussehen läßt;

1) W. Ostwald, Lehrbuch der allgemeinen Chemie. Bd. I.

so, daß das Produkt aus spezifischer Wärme und Atomgewicht eines etwa neuentdeckten Elementes, besonders eines solchen mit stark ausgeprägten, metallischen Eigenschaften, den Wert der Konstante haben wird; aber sie erscheint doch zufallig, solange die Ursachen dieser Tatsachenreihe, die durch die Konstante zum Ausdruck kommt, noch nicht bekannt sind.

Es könnte einleuchtend erscheinen, daß eine ganz spezifische Eigenschaft der Atome irgendeines Grundstoffes dabei eine Rolle spielt, wenn 63,5 Gewichtsteile Kupfer, 108 Gewichtsteile Silber, 75 Gewichtsteile Arsen usw. dieselbe Wärmezufuhr brauchen, um die gleiche Temperatursteigerung zu erfahren.

Nun ist über den Aggregatzustand fester Stoffe Zuverlässiges nicht bekannt; nach älterer Auffassung ist ein fester Körper im Sinne der Molekularhypothese ein solcher, dessen Molekeln nicht leicht mehr einer Verschiebung gehorchen, indem man annimmt, daß bei gegenseitiger Einwirkung der Molekeln ihre Gestalt von Bedeutung ist, durch welche verschiedene Wirkungen nach verschiedenen Richtungen erfolgen; wenn ihre gegenseitige Lage geändert wird, wird Arbeit verbraucht.[1])

Neuere Untersuchungen über die Elektronen[2]) haben eine andere Auffassung über den Aggregatzustand fester Stoffe in den Vordergrund gedrängt. Nach Mie macht es eine große Anzahl von Erscheinungen zur Gewißheit, daß die greifbare Materie eine äußerst feine Struktur besitzt, die so fein ist, daß sie auch mit den schärfsten Mikroskopen niemals beobachtet werden kann. Auch experimentell läßt sich zeigen, daß eine „Molekularstruktur" der festen Körper vorhanden ist; auch die Größe der Moleküle läßt sich bereits berechnen.

Diese Vorstellung von der greifbaren Materie geht demnach dahin, daß sie aus einer ungeheuren Menge kleiner Partikelchen aufgebaut ist, deren Größe sehr klein ist, gegenüber ihrem gegenseitigen Abstande; zwischen ihnen sind andere materielle Verbindungen außer dem Äther nicht vorhanden. Diese Partikelchen werden durch Kraftwirkungen, die wahrscheinlich der Äther auf sie ausübt, zusammengehalten. Dieses feine Maschenwerk der Moleküle kann bewegt werden, indem der Äther durch die großen Zwischenräume hindurchschlüpft, während er selbst höchstens in ganz geringem, nicht meßbarem Betrage mitbewegt wird. Beispielsweise verhält sich so der Metallkolben einer Luftpumpe, dem Äther gegenüber, wie ein Netz.

1) Vgl. W. Ostwald, Grundriß der allgemeinen Chemie.
2) G. Mie, Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. Enke, Stuttgart.

Ein Analogon findet sich beim Aufbau des Pflanzenblattes; dieses bildet ein bleiches, weitläufiges Maschengewebe, in dem vereinzelt die grünen Chlorophyllzellen liegen. Wie nun unseren Augen das Blatt grün erscheint, weil die Sehkraft zu schwach ist, um die einzelnen grünen Punkte zu erkennen, so würde, wäre der Äther für uns sichtbar, letzterer in die Erscheinung treten, und die wenigen Moleküle für uns verschwinden.

Bleibt man bei dieser Vorstellung, daß im Vergleich zu der großen Menge Äther die Menge der festen Partikelchen sehr klein ist, und daß gegenseitige Wechselwirkungen, Beeinflussungen, Kraftwirkungen zwischen den für unsere Sinne und Instrumente nicht wahrnehmbaren, daher immateriellen Äther und den greifbaren, festen Körpern stattfinden, so kann man auch diese Wechselwirkungen als Ursachen der Dulong-Petitschen Regel erkennen. Die Eigenschaft aller einfachen Körper, die gleiche Wärmekapazität trotz ihres verschieden großen Atomgewichtes zu haben, ist nicht in den Atomen selbst begründet, sondern in den Wechselwirkungen zwischen Äther und den letzteren. Bei denjenigen Elementen, die ein großes Atomgewicht und eine kleine spezifische Wärme besitzen, ist anzunehmen, daß eine Kompensation irgendwelcher Art infolge dieser Arbeitsleistung stattfindet; und vielleicht wird sich auch von diesem Gesichtspunkt aus für die Ausnahmen der Dulong-Petitschen Regel, die bei jeder Temperatur sich noch auf die Metalloide Wasserstoff, Sauerstoff, Fluor, Schwefel, Phosphor beziehen, eine zureichende Erklärung finden.

Zieht man in Erwägung, daß die Wärme nur an der greifbaren Materie, an den Atomen, nicht an dem immateriellen Äther haftet, so gelangt man zu der Vermutung, daß die obenerwähnten Wechselwirkungen und Kraftäußerungen energetische irgendwelcher Art, die sich schließlich in Wärme umsetzen, sein können.

Vielleicht ist die Elektronenlehre bald in der Lage, die Hilfsmittel anzugeben, mit denen diese Wechselwirkungen zwischen Äther und Atomen experimentell nachgewiesen werden können, und dann auch möglich, der Dulong-Petitschen Regel einen eigentlichen Inhalt zu geben.

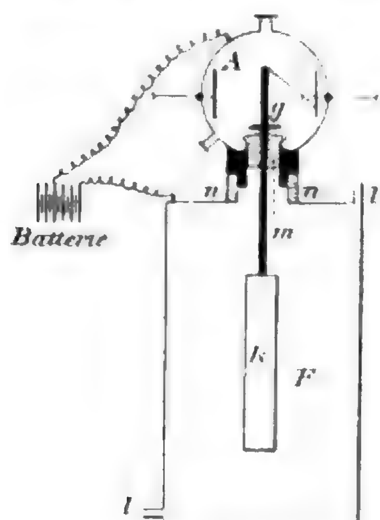
(Eingegangen 5. Oktober 1906.)

Die Ionisation in Gasen vermittels eines ungeeichten Elektroskops bestimmt.

Von Thorkell Thorkelsson.

Bei Verwendung des Blattelektroskops als Elektrometer zur Bestimmung der Ionisation der Gase hat man in der letzten Zeit, um die Genauigkeit zu erhöhen, die Ablesung mit Lupe durch eine Ablesung mit Mikroskop zu ersetzen versucht. Aber die erreichte Genauigkeit wird dadurch bedeutend eingeschränkt, daß eine der Ablesegenauigkeit entsprechende Eichung des Elektrometers sich kaum bewerkstelligen läßt. Nach meinen Erfahrungen entgehe ich diesen Schwierigkeiten durch eine Beobachtungsmethode, welche ich bei den Untersuchungen der Radioaktivität der isländischen Heißquellen im Sommer 1906 benutzt habe, und da der Bericht über diese Untersuchungen wahrscheinlich in diesem Winter nicht erscheinen kann, finde ich es angemessen, hier eine kurze Beschreibung der angewandten Methode vorauszuschicken.

In der Figur, welche einen Durchschnitt des zur Bestimmung der Radioaktivität der



Quellenluft angewandten Apparates darstellt, ist A das Blattelektrometer und F das mit dem Elektrometer unmittelbar verbundene Ionisationsgefäß. Das Elektrometer hat nur ein Aluminiumblättchen, und das aus Messing angefertigte Elektrometergehäuse ist mit zwei Fenstern, 15 mm im Durchmesser, für die Beobachtung des Blättchens versehen. Der Stiel g, welcher das Blättchen trägt, geht durch den Bernsteinstöpsel m des Elektrometers hindurch, und auf das untere Ende des Stieles kann der Zerstreuungskörper k des Ionisationsgefäßes aufgeschraubt werden. Das Elektrometer wird luftdicht an das Ionisationsgefäß angeschraubt und zwar in der Weise, daß das Elektrometer durch einen Ebonitring n vom Ionisationsgefäß isoliert wird. Die zur Untersuchung bestimmte Quellenluft wird durch das eine Zuleitungsröhrchen l in das Ionisationsgefäß eingeleitet.

Die Messung der Ionisation der Luft kann nun in folgender Weise vorgenommen werden.

Man bringt das Elektrometergehäuse in leitende Verbindung mit dem Ionisationsgefäß und ladet den Zerstreuungskörper und das Blättchen bis auf ein Potential von ca. 200 Volt. Man stellt dann das Mikroskop so ein, daß man den unteren Rand des Blättchens in der Nähe einer Marke im Mikroskop, z. B. eines Fadenkreuzes, sieht. Man notiert nun die Zeit, zu welcher der Blättchenrand die Marke im Mikroskop passiert, und schaltet darauf zwischen dem Elektrometergehäuse und dem Ionisationsgefäße ein Element ein, indem man den negativen Pol mit dem Elektrometergehäuse verbindet. Hierdurch werden die elektrischen Kräfte im Elektrometer vergrößert und das Blättchen macht demnach einen größeren Ausschlag. Man wartet nun bis der Blättchenrand die festgestellte Marke abermals passiert, und von der so erhaltenen Zeit τ in Sekunden zwischen den beiden Koinzidenzen des Blättchenrandes mit der Marke ist man imstande den Elektrizitätsverlust ε des Zerstreuungskörpers pro Sekunde zu berechnen, wenn man außerdem die elektromotorische Kraft v des Elementes und die Kapazität c des Zerstreuungskörpers in bezug auf das Ionisationsgefäß kennt, und zwar ist

$$\varepsilon = \frac{cv}{\tau}.$$

Dieses erkennt man in folgender Weise. In dem Zeitmomente t, wenn der Blättchenrand zum erstenmal die Marke passiert, hat der Zerstreuungskörper und das damit verbundene Elektrometerblättchen die Elektrizitätsmenge e und die Potentiale des Elektrometergehäuses, des Zerstreuungskörpers und des Ionisationsgefäßes sind bezw. ψ_1, ψ_2 und ψ_3. Da der Zerstreuungskörper von den beiden Konduktoren: dem Elektrometergehäuse und dem Ionisationsgefäße, vollständig umschlossen ist, hat man die Gleichung

$$e = q_{12}\psi_1 + q_{22}\psi_2 + q_{23}\psi_3, \qquad (1)$$

wo zwischen den Induktionskoeffizienten q_{12}, q_{22} und q_{23} die Gleichung

$$q_{12} + q_{22} + q_{23} = 0 \qquad (2)$$

besteht. Im Momente t' der zweiten Koinzidenz hat man ferner die mit Gleichung (1) analoge Gleichung

$$e' = q_{12}\psi_1' + q_{22}\psi_2' + q_{23}\psi_3' \qquad (3)$$

Von den drei Gleichungen (1), (2) und (3) erhält man leicht durch Subtraktion und Elimination von q_{12}

$$e - e' = q_{22}((\psi_2 - \psi_1) - (\psi_2' - \psi_1')) + q_{23}((\psi_3 - \psi_1) - (\psi_3' - \psi_1')) \qquad (4)$$

Nun zeigt aber das Elektrometer denselben

Ausschlag in den Zeiten t und t', folglich ist die Spannungsdifferenz zwischen dem Elektrometergehäuse und dem Aluminiumblättchen in den beiden Fällen dieselbe, oder:

$$\psi_2 - \psi_1 = \psi_2' - \psi_1' \qquad (5)$$

und demnach

$$e - e' = q_{23}\left((\psi_3 - \psi_1) - (\psi_3' - \psi_1')\right). \qquad (6)$$

Nun ist im vorliegendem Falle $\tau = t' - t$,

$$\varepsilon = \frac{e - e'}{t' - t}, \; q_{23} = -c$$

und

$$(\psi_3 - \psi_1) - (\psi_3' - \psi_1') = -v,$$

wodurch die Gleichung (6) in die gesuchte Relation

$$\varepsilon = \frac{cv}{\tau}$$

übergeht.

Wie aus der vorhergehenden Entwickelung hervorgeht, ist man nach diesem Verfahren unabhängig von der Eichung des Elektrometers und von den Änderungen in der Form und in der Elastizität des Aluminiumblättchens, welche möglicherweise mit der Zeit statthaben können. Ferner wird in dieser Weise die an gewissen Stellen sprunghafte Bewegung des Blättchens für die Messung unschädlich gemacht.

Aus der Gleichung (6) erkennt man leicht, daß das Elektrometergehäuse und das Ionisationsgefäß beim Beginne des Versuches nicht dasselbe Potential zu haben brauchen, und daß man einen beliebig großen Spannungsunterschied verwenden kann. Ich habe auch bei meinen Versuchen eine Potentialdifferenz von ± 14 Volt mehrmals benutzt ohne Unregelmäßigkeiten bemerken zu können, und eine größere Spannungsdifferenz wird in den weitaus meisten Fällen nicht nötig sein, um eine hinreichend genaue Zeitbestimmung zu erhalten. Wenn der Potentialabfall nur einige Hunderte Volt pro Stunde beträgt, kann man mit derselben Einstellung des Mikroskopes eine Serie von Messungen ausführen, indem man den Spannungsunterschied zwischen dem Ionisationsgefäße und dem Elektrometergehäuse stufenweise verändert und jedesmal die Zeit der Koinzidenzen notiert.

Um die Brauchbarkeit des beschriebenen Verfahrens zu erläutern, sind in den folgenden Tabellen einige von mir ausgeführte Messungen wiedergegeben. Bei diesen Messungen wurde, um den notwendigen Spannungsunterschied hervorzubringen, eine Batterie von 10 Trockenelementen benutzt.

Wenn man mit dem Blattelektrometer gute Resultate erreichen will, muß man alle plötzlichen Änderungen der Temperatur und der Wärmestrahlung in der Nähe des Elektrometers vermeiden, weil Temperaturveränderungen des Elektrometergehäuses Anlaß zu Luftströmungen im Elektrometer geben, wodurch die Lage des Aluminiumblättchens verändert wird. Wenn man solchen Temperaturänderungen in der Umgebung nicht entgehen kann, ist es deshalb vorteilhaft, das Elektrometergehäuse mit dicker Pappe und Stanniol zu bekleiden.

Versuch I, 21. März 1906.

100 cm³ einer emanationshaltigen Luft wurden um $12^h 23'$ p. m. in das Ionisationsgefäß eingelassen.

Zeit der Koinzidenzen	Zeitdifferenz	Der Spannungsunterschied	Veränderung des Spannungsunterschiedes	$\frac{10000\,v}{2{,}8\,\tau}$
t	τ	$\psi_3 - \psi_1$	v	
12ʰ 27′ 10,4″		÷ 10 × 1,4		
	84,4″		4 × 1,4	237
— 28′ 34,8″		÷ 6 × 1,4		
	84,4″		4 × 1,4	237
— 29′ 59,2″		÷ 2 × 1,4		
	81,0″		4 × 1,4	247
— 31′ 20,2″		+ 2 × 1,4		
	157,4″		8 × 1,4	255
— 33′ 57,6″		+ 10 × 1,4		
12ʰ 45′ 10,6″		÷ 10 × 1,4		
	71,4″		4 × 1,4	280
— 46′ 22,0″		÷ 6 × 1,4		
	72,4″		4 × 1,4	276
— 47′ 34,4″		÷ 2 × 1,4		
	73,2″		4 × 1,4	273
— 48′ 47,6″		+ 2 × 1,4		
	69,6″		4 × 1,4	287
— 49′ 57,2″		+ 6 × 1,4		
	73,8″		4 × 1,4	271
— 51′ 11,0″		+ 10 × 1,4		
1ʰ 17′ 12,0″		÷ 10 × 1,4		
	130,3″		8 × 1,4	307
— 19′ 22,3″		÷ 2 × 1,4		
	64,7″		4 × 1,4	309
— 20′ 27,0″		+ 2 × 1,4		
	127,8″		8 × 1,4	313
— 22′ 34,8″		+ 10 × 1,4		

Versuch II, 29. März 1906.

100 cm³ einer emanationshaltigen Luft wurden um $12^h 37' 30''$ p. m. in das Ionisationsgefäß eingelassen.

t	τ	$\psi_3 - \psi_1$	v	$\frac{10000\,v}{2{,}8\,\tau}$
12ʰ 41′ 55″		÷ 10 × 1,4		
	95,2″		14 × 1,4	735
— 43′ 30,2″		+ 4 × 1,4		
	38,8″		6 × 1,4	773
— 44′ 09″		+ 10 × 1,4		
12ʰ 46′ 30″		— 10 × 1,4		
	59,5″		10 × 1,4	840
— 47′ 29,5″		0		
1ʰ 08′ 35″		— 10 × 1,4		
	52,0″		10 × 1,4	961
— 09′ 27,0″		0		
	51,7″		10 × 1,4	967
— 10′ 18,7″		+ 10 × 1,4		
1ʰ 15′ 00″		— 10 × 1,4		
	52,0″		10 × 1,4	961
— 15′ 52,0″		0		
	51,0″		10 × 1,4	980
— 16′ 43,0″		+ 10 × 1,4		
1ʰ 33′ 10″		÷ 10 × 1,4		
	48,6″		10 × 1,4	1029
— 33′ 58,6″		0		
	47,3″		10 × 1,4	1057
— 34′ 45,9″		+ 10 × 1,4		
1ʰ 36′ 20″		— 10 × 1,4		
	46,0″		10 × 1,4	1087
— 37′ 06,0″		0		
	46,7″		10 × 1,4	1071
— 37′ 52,7″		+ 10 × 1,4		

Kopenhagen, 11. Oktober 1906.

(Eingegangen 13. Oktober 1906.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 78. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU STUTTGART.

J. Precht (Hannover), Strahlungsenergie von Radium.

Die bisher unentschiedene Frage, ob die Energie der von Radium mit elektrischer Ladung abgeschleuderten Teilchen ein merklicher Bruchteil der ganzen nach außen abgegebenen, durch die entwickelte Wärme meßbaren Energie ist, habe ich mit einer möglichst vollkommenen Anordnung des Eiskalorimeters von neuem der Untersuchung unterzogen. Dazu dienten 25 mg von Kristallwasser befreites und längere Zeit ausgeruhtes Radiumbromid, das in diesem Zustande als ein einheitlicher und wohl definierter Körper angesehen werden darf. Das Radium wurde zunächst für sich allein, in späteren Versuchen mit einer Bleiumhüllung von bestimmter Dicke in das Kalorimeter gebracht und die erzeugte Wärme gemessen.

Das Kalorimeter war nach Art eines Dewarschen Gefäßes mit einem Vakuummantel versehen, um es gegen äußere Störungen nach Möglichkeit zu schützen. Trotz der dadurch in den anwendbaren Bleidicken gegebenen Beschränkung wurden die Abmessungen des Kalorimeters klein gewählt, da sonst ganz unkontrollierbare Wärmeleitungseinflüsse die Ergebnisse unsicher machen. Bei der Behandlung des Kalorimeters sind alle besonders von Dieterici gesammelten Erfahrungen benutzt worden. Die Wärme wurde nach der Methode der Wägung der eingesogenen Quecksilbermengen ermittelt. Das ganze Kalorimeter einschließlich seiner zwei Eismäntel, der saugenden Kapillaren und des Wägegläschens war in einen großen Eisschrank vollständig eingebaut.

Trotz aller Vorsicht hat in Anbetracht der kleinen zur Verfügung stehenden Radiummenge nur eine Genauigkeit von 1 Proz. erzielt werden können. Das ist indessen völlig hinreichend, um die wesentlichen Versuchsergebnisse doch klar hervortreten zu lassen. Diese Ergebnisse sind, kurz zusammengefaßt, folgende:

Kristallwasserfreies Radiumbromid gibt eine Wärmemenge, die, auf die Stunde und 1 g Radium berechnet, 122,2 Kalorien beträgt. Diese Wärmemenge erfährt eine deutliche Zunahme, wenn man das Radiumpräparat in Blei einschließt. Bei einer Bleidicke von rund 1 mm ist die erzeugte Wärme 126,9 Kalorien. Bei einer Bleidicke von rund 3 mm hat sie mit 134,4 Kalorien ein Maximum erreicht. Weitere Steigerung der Bleidicke läßt die Wärmemenge dann unverändert.

Hieraus folgt, daß durch Absorption in Blei ein Strahlungsanteil mit dem Energiewert 12,2 Kalorien pro Gramm Radium und Stunde in Wärme verwandelt werden kann. Da elektrische und chemische Wirkungen mannigfacher Art auch oberhalb der gefundenen Bleidickengrenze zu beobachten sind, so würde deren Energiewert, nach der Fehlergrenze des Kalorimeters berechnet, kleiner sein müssen als ein Zehntel Kalorie in der Stunde.

Auf Grund der gefundenen Tatsache läßt sich eine schärfere Trennung zwischen β- und γ-Strahlen durchführen, als sie bisher möglich war. Als γ-Strahlung würde man zweckmäßig alles das bezeichnen, was durch 3 mm dickes Blei noch hindurchgeht. Wahrscheinlichkeitsgründe sprechen dafür, daß man bei weitem den größten Teil der ohne Bleiabsorption beobachteten Energie als die kinetische Energie der beim Radiumzerfall fortgeschleuderten α-Strahlenteilchen aufzufassen hat.

Die Gesamtmasse der in der Stunde abgeschleuderten β-Strahlenteilchen, wenn man ihre mittlere Geschwindigkeit zu $2,5 \times 10^{10}$ cm/sec annehmen will, ergibt sich zu $1,6 \times 10^{-12}$ g.

Bemerkenswert ist ferner, daß die durch elektrische Selbstaufladung bestimmten Absorptionskoeffizienten von Blei nach Paschens Messungen für Bleidicken größer als 3,5 mm, nahe konstant und sehr klein sind.

Vergleiche der erhaltenen Wärmeabgabe des Bromradiums mit früheren ähnlich bestimmten Werten nötigen zu der Folgerung, daß im kristallisierten Radiumbromid wahrscheinlich Mischungen zweier Formen vorliegen, von denen die eine zwei, die andere sechs Moleküle Kristallwasser enthält.

(Eingegangen 12. Oktober 1906.)

R. Börnstein (Berlin), Die halbtägigen Schwankungen der Temperatur und des Luftdrucks.

In einer vor zwei Jahren veröffentlichten Studie über den täglichen Gang des Luftdrucks in Berlin[1]) versuchte ich zu zeigen, daß die Berliner Beobachtungen recht wohl mit der Auffassung vereinbar seien, welche die täglichen Druckschwankungen auf die Temperaturverhältnisse der unteren Luftschichten zurückführen will. Drückt man den Tageslauf des Luftdrucks durch eine Sinusreihe aus und betrachtet ihn also als Übereinanderlagerung von ganztägigen, halbtägigen usw. Schwankungen, so darf nicht übersehen werden, daß dies nur eine rechnungsmäßige Darstellung ist, und daß man nicht die einzelnen Glieder dieser Reihe getrennt als Ausdruck verschiedener physi-

1) Wien. Ber. **113** (2a), 721—738, 1904.

kalischer Vorgänge ansehen kann. Es fand sich für Berlin insbesondere, daß die Amplituden a_2 der halbtägigen Schwankung für Druck wie für Temperatur im Jahreslauf sehr nahe übereinstimmende Änderungen aufweisen, nämlich zwei Maxima zur Zeit der Nachtgleichen und dazwischen zwei Minima, und hierin darf man wohl eine weitere Bestätigung erblicken für das Bestehen einer nahen Beziehung zwischen denjenigen Teilen der täglichen Temperatur- und Druckänderungen, welche als halbtägige Schwankungen beider Elemente in die Erscheinung treten. Die regelmäßige und von örtlichen Verhältnissen kaum beeinflußte halbtägige Druckschwankung, welche die ganztägige Druckschwankung an Größe erheblich übertrifft, kann darnach um so eher auf die halbtägige Temperaturschwankung zurückgeführt werden, als es nach Margules möglich ist, in ihr eine freie Schwingung der Atmosphäre zu sehen, angeregt durch die halbtägige Temperaturschwankung und gleich dieser in 12stündiger Periode verlaufend.

Die gleiche Beziehung, wie damals für Berlin, habe ich seither noch für eine Anzahl anderer Orte nachweisen können. In Königsberg, Bremen, Aachen, München (nach Lamont) und Bukarest zeigt die Amplitude a_2 der halbtägigen Temperaturschwankung die gleichen jährlichen Änderungen, welche in Berlin gefunden wurden, und welche in der entsprechend für Luftdruck ermittelten Jahreskurve ebenfalls auftreten.

Konnte es hiernach als wahrscheinlich gelten, daß für die nördliche gemäßigte Zone die erwähnte Beziehung zwischen den halbtägigen Schwankungen von Druck und Temperatur besteht, so wurde die Annahme eines ursächlichen Zusammenhanges beider zunächst als bloße Arbeitshypothese für zulässig erachtet. Und daraufhin wurden einige südlicher gelegene Orte untersucht. In den Tropenstationen Bombay, Pará (nach Hann), Kwai, Batavia und Dar-es-Salam fand sich ein jährlicher Gang der halbtägigen Temperaturschwankung a_2, welcher mit demjenigen der Druckschwankung an den gleichen Orten recht wohl verglichen werden kann. Aus der südlichen gemäßigten Zone wurden die Werte von a_2 für Druck und Temperatur in Melbourne und in Fisherton (Buenos Aires) hergeleitet, und auch hier zeigten sich die beiden Maxima ungefähr zur Zeit der Nachtgleichen, außerdem aber in der Temperaturkurve von Fisherton ($-32^{0}6'$ Breite) noch ein drittes (Haupt-)Maximum im Juni. Daß dies nicht etwa eine örtliche Besonderheit ist, scheint aus dem Vorkommen des gleichen Maximums in Kenilworth bei Kimberley (Südafrika, $-28^{0}42'$ Breite) hervorzugehen.

Darnach möchte ich glauben, daß der Versuch einer allgemeinen Zurückführung der täglichen Luftdruckschwankung auf Temperaturänderungen der unteren Luftschichten nicht aussichtslos sei und weitere Bearbeitung zu rechtfertigen vermag.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

BESPRECHUNGEN.

Comptes Rendus du Premier Congrès International pour l'Étude de la Radiologie et de l'Ionisation tenu à Liège du 12 au 14 Septembre 1905. Lex. 8. LX u. 218 u. 86 u. 56 u. 118 u. 20 u. XI S. Paris, H. Dunod & E. Pinat. 1906. 17,50 Fr.

Da die auf dem Lütticher Kongreß zum Studium der Radiologie und Ionisation gehaltenen Vorträge physikalischen Inhalts nahezu vollzählig in der Physikalischen Zeitschrift (6. und 7. Jahrgang) veröffentlicht worden sind, mag es genügen, auf das Erscheinen dieses offiziellen Kongreßberichtes hinzuweisen. Die Vorträge sind nach Klassen (physikalische bezw. biologische) und in jeder Klasse wieder nach Sprachen geordnet. Die Kongreßsprachen waren französisch, deutsch und englisch. Für jede sprachliche Gruppe ist eine besondere Paginierung eingeführt, wodurch die Handhabung des sonst so schön ausgestatteten Buches nicht gerade erleichtert wird.

Max Iklé.

(Eingegangen 26. Juli 1906.)

F. De Montessus de Ballore, Les Tremblements de Terre. Géographie séismologique. Avec une préface par M. A. De Lapparent, Membre de l' Institut. 89 cartes et figures et 3 cartes hors texte. Gr. 8° V u. 464 S. Paris, Armand Collin. 1905.

Ausgehend von der Tatsache, daß die seismischen Erscheinungen in engem Zusammenhange mit der geologischen Gestaltung des Erschütterungherdes stehen, hat der Verfasser eine statistische Mappierung der Erdbeben unternommen. Die Resultate, die aus dieser Arbeit hervorgingen, sind etwa die folgenden: Seismische und vulkanische Phänomene sind im allgemeinen voneinander unabhängig, die ersteren stehen im engsten Zusammenhange mit Faltungen der Erdrinde, woraus andrerseits eine Bestätigung der Brancoschen Theorie folgt, daß die Vulkane von präexistierenden Spalten unabhängig sind. Von größerer Bedeutung erscheint jedoch das Resultat, daß die Erdrinde in zwei engen Zonen gleichmäßig erschüttert wird. Diese beiden Zonen sind größte

Kreise und folgen dem allgemeinen Relief der Erdoberfläche. Der eine dieser Kreise zieht sich längs der Alpen, des Kaukasus und des Himalaya hin, der andere zirkumpazifische Kreis geht längs der Anden durch das japanisch-malayische Gebiet. Die Pole der beiden Kreise liegen bei 45° 45′ nördl. Br., 150° 30′ westl. Gr. und 35° 40′ nördl. Br. und 23° 10′ östl. Gr. Die beiden Kreise repräsentieren aber die Geosynklinalen der Sekundärzeit, diese sind also mit wenigen zweifelhaften Ausnahmen die seismischen Regionen der Erdoberfläche. Von diesem Gesichtspunkte aus gibt der Verfasser eine seismische Geographie der einzelnen Erdgebiete, die die obigen Resultate erweist. Die Darstellung wird durch zahlreiche Karten erläutert, in denen die Häufigkeit der Erdbeben veranschaulicht ist. Das Buch wird dem Leser manche Anregung bieten, ist aber auch besonders der Zusammenstellung der seismischen Erscheinungen halber eine wertvolle Arbeit.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 13. September 1906.)

J. L. Lagrange, Über die Lösung der unbestimmten Probleme zweiten Grades. (1768.) Aus dem Französischen übersetzt und herausgegeben von E. Netto. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften. No. 146.) 8. 131 S. Leipzig, W. Engelmann. 1904. Kart. M. 2,20.

Das vorliegende Heft der Klassiker bringt in deutscher Übersetzung Lagranges grundlegende Abhandlung über die Lösungen der Gleichung $t^2 - Du^2 = 1$ aus den Berichten der Berliner Akademie vom Jahre 1769. Eine Reihe erläuternder Anmerkungen sind vom Herausgeber E. Netto hinzugefügt. G. Herglotz.

(Eingegangen 22. September 1906.)

E. Sommerfeldt, Geometrische Kristallographie. Lex. 8. X. u. 139 S. Mit 31 Tafeln und 69 Textfiguren. Leipzig, W. Engelmann. 1906. M. 7,—.

Den Inhalt des Buches bildet ein kurzer für Mathematiker und Mineralogen bestimmter Umriß der geometrischen Kristallographie unter prinzipiellem Ausschluß aller auf Strukturhypothesen Bezug habender Dinge. In dem ersten Hauptteile werden die 32 kristallographischen Gruppen aufgezählt und sodann in dem zweiten das Zonengesetz in seinem Zusammenhang mit dem räumlichen Punktgitter und dem ebenen Möbiusschen Netz besprochen und daraus die Folgerungen über die kristallographisch möglichen Grenzflächen und Symmetrieachsen gezogen. Hieran schließt sich dann die Herleitung der zur Berechnung der Indices von Flächen und Kanten aus den gemessenen Winkeln dienenden Formeln der analytischen Geometrie. Ob hierbei die durchgängige Umsetzung der Beweise der letzteren (z. B. sogar für die Lösungen linearer Gleichungen) in die Vektorbezeichnung für den Lernenden den Vorteil leichterer Auffassung bietet, wird zu mindestens nach dem persönlichen Standpunkte des Lesers verschieden beurteilt werden. Der mathematische Leser wird natürlich wünschen, bei der Untersuchung geometrischer Dinge auch die zur Anwendung bereit liegenden Begriffe und Anschauungsweisen der Geometrie verwandt zu sehen, deren Benutzung in der Tat hier manches Einzelne kürzer und einfacher, das Ganze homogener und durchsichtiger gestaltet hätte. Jedenfalls aber wäre an den Hauptpunkten eine breitere, den Zweck der folgenden Betrachtungen auseinanderlegende Darstellung zu wünschen. Gleichwohl wird durch das Interesse, welches der behandelte Stoff bietet, das Buch für jeden eine anregende Lektüre bilden. G. Herglotz.

(Eingegangen am 22. September 1906.)

Sitzungsberichte der Berliner mathematischen Gesellschaft. Herausgegeben vom Vorstande. 3. Jahrgang. Beilage z. Archiv der Math. u. Physik (3) VII. VIII. 85. S. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. M. 2,80. 4. Jahrgang. 1905. 80 S. geh. M. 2,80.

Die beiden Jahrgänge enthalten in der Berliner mathematischen Gesellschaft gehaltene Vorträge der Herren Cranz, Hessenberg, Kneser, Knoblauch, Schur, Wallenberg u. a. über vorwiegend den Gebieten der Geometrie und Mechanik entnommene Gegenstände.

G. Herglotz.

(Eingegangen 22. September 1906.)

L. Heffter und C. Koehler, Lehrbuch der analytischen Geometrie. Erster Band. Geometrie in den Grundgebilden erster Stufe und in der Ebene. gr. 8. XVI u. 527 S. Mit 136 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. geb. M. 14,—.

Das wesentliche Moment des vorliegenden einführenden Lehrbuches liegt in seiner Methodik, daß es nämlich als solches das erste ist, welches bei der Darstellung der gewöhnlichen analytischen Geometrie in durchaus konsequenter Weise den von F. Klein in seinem Erlanger Programm entwickelten Gedanken durchführt, beim Aufbau der geometrischen Disziplinen

die ihnen jeweils zugrunde liegende Transformationsgruppe voranzustellen, nach dieser zu ordnen und zu klassifizieren. Demgemäß werden hier die geometrischen Gebilde immer der Reihe nach vom Standpunkte der projektiven (Gruppe der Kollineationen), der affinen (Gruppe der Affinitäten) und der äquiformen (Gruppe der Bewegungen und Ähnlichkeiten) Geometrie aus untersucht und so ihre Eigenschaften durchgehends als projektive Beziehungen zueinander und zur unendlich weiten Geraden und den Kreispunkten entwickelt, welche Systematik den Leser notwendig in hohem Maße befriedigen muß. Dem Charakter einer elementaren Darstellung entsprechend, ist aber hierbei als gemeinsamer Ausgangspunkt, die auf die anschauliche Streckenmessung gegründete Einführung der Koordinaten gewählt. Die behandelten Gegenstände selbst sind die üblichen der elementaren Geometrie: Punkt, Gerade, Punkt- und Strahlreihe, Kegelschnitte, Kegelschnittscharen und Büschel. Besondere Sorgfalt ist auf präzise Ausdrucksweise und genaue Erledigung der verschiedenen Einzelfälle usw. gelegt, so daß sich dieses Lehrbuch durch Systematik und Ausführlichkeit in ganz besonderer Weise zur Einführung in die analytische Geometrie eignet, wenn auch nicht geleugnet werden kann, daß gerade hierdurch sein Umfang für ein solches etwas groß geworden ist. G. Herglotz.

(Eingeganen 22. September 1906.)

Ernst Kempke, Der Portrait- und Gruppenphotograph beim Setzen und Beleuchten. Zweite Auflage. (Encyklopädie der Photographie, Heft 55.) 8. 40 S. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1906. M. 1,20.

Dem Fachphotographen wie dem ernsteren Amateur erteilt Verfasser wertvolle Fingerzeige für die Stellung, die Gruppenbildung und die Verteilung von Licht und Schatten. Den Physiker vermag dieses Büchlein naturgemäß weniger zu interessieren. Max Iklé.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

E. Sedlaczek, Die Tonungsverfahren von Entwickelungspapieren. (Encyklopädie der Photographie, Heft 54.) 8. 159 S. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1906. M. 4,—

In den letzten Jahren sind, sowohl aus den Kreisen der Fachphotographen als auch aus Amateurkreisen, zahlreiche praktische Vorschriften für die Tonung von Entwickelungspapieren veröffentlicht worden. Diese Vorschriften verdanken zum weitaus größeren Teil ihre Entstehung tastenden Versuchen, und nur wenige von ihnen haben sich in der Praxis dauernd bewährt. Dem Verfasser der vorliegenden Schrift gebührt das Verdienst, einmal systematisch wissenschaftliche Experimentaluntersuchungen über die bei der Tonung von Entwicklungspapieren auftretenden chemischen Vorgänge ausgeführt zu haben. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen wird in dem Werke berichtet. Daran schließen sich dann praktische Vorschriften, welche auf Grund eben dieser gewonnenen Erfahrungen aufgestellt und vom Verfasser auch vielfach praktisch erprobt und für zuverlässig befunden worden sind. Das Büchlein verdient daher auch außerhalb der Fachkreise eine eingehende Beachtung.

Max Iklé.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

Julius Meyer, Einführung in die Thermodynamik auf energetischer Grundlage. 8. VIII + 216 S. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1906. M. 8,—.

Verfasser bezeichnet sein Werk als einen Versuch, die Thermodynamik und ihre Ergebnisse in möglichst anschaulicher Weise darzustellen. Das Buch ist in erster Linie für Chemiker, Physikochemiker und Elektrotechniker bestimmt, und nach den Erfahrungen des Verfassers ist für diesen Leserkreis die gewählte energetische Darstellung besonders geeignet. Zweifellos bietet ein solcher Versuch, der im vorliegenden Falle wohl als durchaus gelungen bezeichnet werden darf, des Interessanten genug. An einzelnen Stellen hätte meines Erachtens die Darstellung noch etwas schärfer, die Beweisführung noch etwas zwingender sein dürfen, doch sind das nur unwesentliche Bedenken.

Max Iklé.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie. 8. VIII u. 256 S. Mit 65 Figuren und einer Tafel im Text. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1906. M. 7,—, geb. M. 8,—.

Verfasser schreibt im Vorwort. „Vorliegendes Werk ist aus Vorlesungen hervorgegangen, die ich im letzten Wintersemester an der Universität Genua gehalten habe; es ist kein Handbuch und soll auch nicht die Ansprüche eines solchen erheben. — — — Besonders habe ich mich auf physikalisch gut definierte Stellungen beschränken wollen bezw. habe ich alles weggelassen, was nicht als die Beschreibung eines ansführbaren Modells gelten kann. Eine theoretische Darstellung, welche sich um die Eigen-

schaften, oder sogar um die Möglichkeit ihres Modells nicht kümmert, ist ja für uns Physiker keine Theorie, sondern eher ein Unding". Die vorstehend wiedergegebenen Sätze kennzeichnen den Gesichtspunkt, welcher für den Verfasser bei der Behandlung des Gegenstandes leitend gewesen ist. Es werden in diesem Buche eine Reihe möglicher Modelle für die Träger der Spektren behandelt, ohne daß Verfasser zugunsten eines dieser Modelle Partei ergreift. Vielmehr heißt es im Schlußparagraphen: „Fassen wir also alles zusammen, was wir bis jetzt gesehen, so dürfen wir schließen, daß sowohl die elektromagnetische als die elektrostatische Spektraltheorie, und sogar für besondere Fragen das mechanische Modell, gleiche Zulässigkeit besitzen; wohl kann das elektrostatische Bild als ein zweckmäßigeres erscheinen, die elektromagnetische Beschreibung behält aber, aus einem erkenntnistheoretischen Gesichtpunkte, ihre volle Gültigkeit bei und kann für Vorlesungszwecke gute Dienste leisten. Sie besitzt übrigens einen eigenartigen heuristischen Wert und bietet ja, für den Augenblick, die einzige Möglichkeit dar, den elektrischen Schwingungsprozeß künstlich nachzuahmen". — Sicherlich wird das Erscheinen dieses Buches, das mit anderen Vorzügen den einer mustergültigen Darstellungsweise verbindet, überall freudig begrüßt werden.

Max Iklé.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

D. Mazzotto, Drahtlose Telegraphie und Telephonie. Deutsch bearb. von J. Baumann. (Die Schwachstromtechnik in Einzeldarstellung. Bd. II.) 368 S. mit 235 Abb. München, R. Oldenbourg. 1906. M. 7,50.

Dem vorliegenden Buche in seiner Originalgestalt rühmt sein deutscher Herausgeber und Übersetzer nicht zu Unrecht „Ungezwungene Sicherheit des Vortrags, größte Einfachheit der Darstellung, Übersichtlichkeit und Folgerichtigkeit der Stoffanordnung" nach, Vorzüge, welche die Aufnahme des Werkes in die Sammlung von Einzeldarstellungen durchaus rechtfertigen. An die Vorkenntnisse des Lesers stellt der Autor nur geringe Ansprüche, schwierige mathematische Ableitungen vermeidet er ganz. Er darf daher auf einen großen Leserkreis rechnen und auf Grund der Vorzüge seiner Darstellungsweise überzeugt sein, daß ihm dieser Leserkreis auch bis zum Schlusse treu bleiben und am Schlusse sich in seinen Erwartungen auf Belehrung nicht getäuscht sehen wird. — Das Original behandelt die Entwickelung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie bis zum Jahre 1904. Der Herausgeber hat diese Übersicht bis auf das Jahr 1906 ergänzt. — Eine vielleicht etwas reichlich starke Betonung der Verdienste Marconis dürfte der italienischen Nationalität des Autors zugute zu halten sein. Der Herausgeber hat durch eine ausführliche Behandlung des Systems Telefunken ein Gegengewicht hierfür geschaffen. — Die Übersetzung verdient — von einigen wohl bei der Korrektur des Druckes übersehenen Flüchtigkeitsfehlern abgesehen — das größte Lob. Allerdings hätten wenigstens die Namen richtiggestellt werden sollen (z. B. S. 280, Z. 5 v. u. „V. Reich" statt „M. Reich"). — Die Bemerkung des Autors auf S 303 „Vielleicht kannte Hertz den Gebrauch eines Morsetasters nicht" ist doch wohl kaum ernst zu nehmen! — Durch etwas größeren Druck und etwas größeres Format mancher Figuren würde das hübsche Buch noch erheblich gewonnen haben.

Max Iklé.

(Eingegangen 1 Oktober 1906.)

Berichtigung.

In meinem Aufsatz: „Untersuchungen über ein neues Element mit den radioaktiven Eigenschaften des Thors", diese Zeitschrift **7**, 620 u. f., 1906, ist auf Seite 629, 2. Spalte, 31. Zeile v. o. statt „zu der Lösung wurde eine entsprechende Menge Baryumhydrat in schwefelsaurer Lösung zugesetzt", zu lesen: „zu der Lösung wurde zuerst Baryumhydrat zugesetzt und darauf eine entsprechende Menge von Schwefelsäure."

G. A. Blanc.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. Herbert Freundlich für physikalische und anorganische Chemie.

Berufen: An die Böhmische Technische Hochschule Brünn der o. Professor der Mathematik an der Universität Freiburg i/Schw. Dr. Mathias Lerch.

Dem Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Marburg Dr. Albert Wigand wurde von der Batavischen Akademie der Wissenschaften in Rotterdam die goldene Medaille für die Arbeit „Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme fester Elemente" verliehen.

In den Ruhestand trat der Professor der Chemie an der böhmischen Technischen Hochschule in Prag Karl Preis.

Gestorben: Der frühere o. Professor für Chemie an der Universität Königsberg Dr. Wilhelm Lossen im Alter von 68 Jahren.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. | 15. November 1906. | 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 24 am 18. November 1906.

INHALT:

Originalmitteilungen:
J. Elster u. H. Geitel, Über die Abscheidung radioaktiver Substanzen aus gewöhnlichem Blei. S. 841.
Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:
No. 28: R. Magini, Einfluß der Ränder auf die elektrostatische Kapazität eines Kondensators. S. 844.
G. Baborovský u. V. Vojtěch, Über die photographische Unwirksamkeit des Ammoniumamalgams. S. 846.
A. Wilkens, Zur Gravitationstheorie. S. 846.
P. Ehrenfest, Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes. S. 850.
T. Terada, Über die Schwingungen eines Stabes, der auf einer Flüssigkeitsoberfläche schwimmt. S. 852.
O. Hahn, Über das Radioaktinium. S. 855.
O. Lummer, Über die „Inversionstemperatur" der Luft. S. 864.

Vorträge und Diskussionen der 78. Naturforscherversammlung zu Stuttgart:
P. Drude, Über elektrische Schwingungen. S. 866.
M. Wien, Über die Intensität der beiden Schwingungen eines gekoppelten Senders. S. 871.
Personalien. S. 872.
Tagesereignisse. S. 872.
Gesuche. S. 872.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Abscheidung radioaktiver Substanzen aus gewöhnlichem Blei.

Von J. Elster und H. Geitel.

Von mehreren Beobachtern, A. Righi, N. Campbell, A. Wood, S. Eve u. a., ist bemerkt worden, daß die sogenannte spontane Ionisierung der Luft in Gefäßen aus Blei wesentlich höher als bei anderen Materialien ist. Man hat dies Verhalten des Bleis als ein Beweismittel für die Ansicht angesprochen, daß eine gewisse Radioaktivität auch anderen Stoffen als den eigentlichen Radioelementen Uran, Radium, Thorium, Aktinium und deren Abkömmlingen zugeschrieben werden müsse.

Der Einwand, daß eine Verunreinigung des Bleis durch einen der letztgenannten Körper vorliegen könne, hat, nachdem die große Verbreitung der Radioelemente — speziell des Radiums — erkannt war, ein besonderes Gewicht erhalten, er ist auf verschiedene Weise auf seine Stichhaltigkeit geprüft, meist mit dem Ergebnis, daß er unbegründet sei. Besonders haben die Arbeiten der Herren Campbell[1]) und Wood[2]) aufklärend gewirkt, aus denen hervorging, daß das Blei auch in Lösung keine Emanation entwickelt, daß die Bleiverbindungen ihrem Gehalt an metallischem Blei entsprechend die Luft ionisieren und daß die Natur der Bleistrahlung nach ihrem Verhalten bei der Absorption in Luft von der des Radiums verschieden ist. Sie besteht hiernach wesentlich aus α-Strahlen, die eine größere durchdringende Kraft (Weglänge, auf der Ionisierung stattfindet) als die des Radiums haben.

Während das erste dieser Ergebnisse, das Fehlen einer Emanation in Bleilösungen in der Tat aufs schlagendste beweist, daß kein emanierendes Radioelement, d. h. weder Radium, noch Aktinium, noch Radiothor die Ursache der Bleistrahlung sein kann, sind die letzten beiden Befunde, die für eine spezifische Radioaktivität des Bleis sprechen, ja, ihre Unanfechtbarkeit vorausgesetzt, diese außer Zweifel setzen würden, wegen der großen experimentellen Schwierigkeiten wohl nicht als gleich gesichert zu betrachten.

Bedenkt man, daß die langsam abklingenden Umwandlungsprodukte des Radiums, D, E, F keine Emanation entwickeln, daß das erste von ihnen die sehr hohe Halbierungskonstante von 40 Jahren hat, daß alle drei nachweislich leicht in das Blei eingehen und die Anwesenheit sehr kleiner Mengen von Radium D genügen würde, dem Blei auf lange Zeit hindurch einen nahe konstanten Gehalt der stark strahlenden Produkte E und F zu erteilen, so erscheint der Versuch nicht ungerechtfertigt, nach diesen Körpern im gewöhnlichen Blei zu suchen.

Zuerst überzeugten wir uns davon, daß in einem von Bleiblech eingeschlossenen Raume die Ionisierung der Luft tatsächlich höher als in einem gleich großen aus anderem Metalle ist. Wir wandten dabei die größte Vorsicht an, radioaktive Substanzen und Emanationen von den Apparaten fernzuhalten. Es ergab sich in einem Zylinder von 12 cm Radius und 42 cm Höhe aus Bleiblech eine 3,5 mal größere Zerstreuung als in einem Zinkgefäß von denselben Maßen, entsprechend den Erfahrungen der früheren Beobachter. Umgaben wir den Zinkzylinder mit einem Mantel aus demselben Bleiblech, so ging die Zerstreuung im Innern um 11 Proz. zurück; das Blei sendet also selbst keine merklichen durchdringenden Strahlen aus, sondern wirkt vielmehr absorbierend auf die

1) N. R. Campbell, Phil. Mag. (6) **9**, 530, 1905; Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **2**, 434, 1906; Proc. Cambridge Phil. Soc. **13**, Part. V, 282, 1906.

2) A. Wood, Phil. Mag. (6) **9**, 550, 1906.

allgemein auf der Erde vorhandene, stark durchdringende Strahlung, wie zuerst von Cooke[1]) nachgewiesen ist.

Wir machten nun zunächst einen — rein qualitativen — Versuch, um zu erkennen, in welcher Weise sich stark radioaktives Blei, nämlich das aus Pechblende hergestellte, verhielt. Herr Giesel hatte die Freundlichkeit, uns ein Stück von etwa 1 Kilo zur Verfügung zu stellen. Trotz seiner enormen, ionisierenden Wirkung gab es keine nachweisbare Spur von Radiumemanation, auch bei Anwendung der feinsten Hilfsmittel nicht, mit denen diese z. B. leicht in der gewöhnlichen Ackererde erkannt wird. Durchdringende β-Strahlen waren nur in geringer Intensität vorhanden, dagegen war die α-Strahlung, entsprechend dem Gehalt an Radium F (Polonium) sehr beträchtlich. Eine gewisse Ähnlichkeit im Verhalten dieses Bleis mit dem gewöhnlichen — abgesehen von dem quantitativen Unterschiede — lag also unzweifelhaft vor.

Wir benutzten nun die von Debierne, Giesel und Danysz bekannt gemachte Erfahrung[2]), daß bei Gegenwart von Radium D, E, F im Blei die letzten beiden stark strahlenden Produkte von dem strahlenlosen Radium D getrennt werden können, indem man das Metall in Chlorid verwandelt und dieses in salzsaurer Lösung einer fraktionierten Kristallisation unterwirft. E und F bleiben in der Lösung, während D in das feste Chlorid eingeht.

Wäre also im gewöhnlichen Blei und seinen Verbindungen normalerweise die Reihe der Radiumabkömmlinge von D ab vorhanden, so müßten die letzteren beiden, E und F, auf solche Weise zu gewinnen sein.

Wir begannen damit, daß wir 1 Kilo käuflichen Bleioxyds in reine konzentrierte überschüssige Salzsäure eintrugen. Unter Erhitzung findet die Umsetzung in Chlorid statt, die noch heiße Flüssigkeit wurde von der großen unlöslichen Masse des Chlorids durch Abgießen getrennt und mit destilliertem Wasser verdünnt. Auf Zusatz von etwas Schwefelsäure fiel eine kleine Menge Bleisulfat. Das Filtrat, das die löslichen Produkte E und F hätte enthalten müssen, wurde, um die Säure teilweise abzustumpfen, mit Ammoniak versetzt, so daß noch deutliche saure Reaktion bestehen blieb. Bei Einleiten von Schwefelwasserstoff fiel eine sehr geringe Menge eines schwarzen Niederschlages, wohl hauptsächlich aus Schwefelblei bestehend. Dieser wurde auf einem kleinen Filter gesammelt, nach dem Auswaschen und Trocknen legten wir es direkt auf den Zerstreuungskörper unseres früher beschriebenen Apparats[1]) zur Untersuchung äußerst schwacher Aktivitäten. Die Substanz verursachte bei einem Gewicht von 0,2 gr in dem Zerstreuungsraume eine Steigerung der Ionisierung der Luft auf das 3,7fache der normalen.

Es war somit aus dem Bleioxyd nach wesentlich demselben Verfahren, nach welchem Radium E und F gewonnen werden, eine unzweifelhaft radioaktive Substanz erhalten. Die oben erwähnte Fällung von Bleisulfat aus der von dem Chlorid getrennten Flüssigkeit zeigte keine Aktivität.

Um zu sehen, ob die gleiche Substanz auch in reinen Bleipräparaten vorkommt, behandelten wir in ähnlicher Weise Bleinitrat, das wir als chemisch rein bezogen hatten. Wir kürzten das Verfahren hier in der Weise ab, daß wir die wässrige Lösung von 1 Kilo des Nitrats durch Versetzen mit einer hinreichenden Menge verdunnter reiner Schwefelsäure fällten. Die klare Flüssigkeit wurde von dem Niederschlage von Bleisulfat dekantiert, mit Ammoniak nicht völlig neutralisiert und der sehr geringe Rest von gelöstem Metall durch Schwefelwasserstoff gefällt. Auch dieser Niederschlag (0,25 gr) ergab eine radioaktive Wirkung (3,9 fache Ionisierung gegenüber der normalen).

Ferner behandelten wir käufliches Blei nach zwei verschiedenen Verfahren.

Bei dem ersten wurde das Metall (1 Kilo) in einer Eisenschale in geschmolzenem Zustande mit Schwefel verrührt. Das entstandene leicht zerreibliche Sulfid trugen wir in konzentrierte Salpetersäure ein, bis unter stürmischer Reaktion die Umwandlung in ein Gemisch von Sulfat und Nitrat vollzogen war. Nach Ausziehen des Produktes mit destilliertem Wasser setzten wir das Nitrat in Sulfat um und trennten wie oben die klare Flüssigkeit von dem Niederschlage. Dann wurde genau wie vorhin verfahren und wiederum ein aktiver Schwefelwasserstoffniederschlag (0,8 gr) erhalten. (1,7 fache Ionisierung.)

Bei dem zweiten — Kontrollverfahren — lösten wir 0,6 Kilo des zuvor granulierten Metalls direkt in Salpetersäure und fällten die Lösung durch Schwefelsäure. Der Rest der Behandlung und das Ergebnis war dasselbe. (0,4 gr des Niederschlags gaben die zweifache Ionisierung.)

Wir halten es nicht für überflüssig, auch diejenigen Vorsichtsmaßregeln hier anzugeben, die wir angewandt haben, um uns vor Täuschungen zu sichern. Daß man solchen leicht ausgesetzt ist, wenn man aus sehr großen Substanzmengen äußerst geringe Anteile schwach radioaktiver Materie ausscheidet, ist wohl verständlich, besonders wenn in den Arbeitsräumen

1) Cooke, Phil. Mag. (6) **6**, 403, 1903.
2) Vgl. J. Danysz, C. R. **143**, 232, 1906.

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr.

Emanationen kräftig aktiver Präparate, auch vor langer Zeit, gegenwärtig gewesen sind. Wir haben deshalb die gesamten chemischen Opetionen überhaupt nicht im Laboratorium, sondern im Freien vorgenommen, sämtliche dabei benutzten Gefäße waren frisch bezogen und der Luft des Laboratoriums nicht ausgesetzt gewesen. Diese Vorsicht ist nicht übertrieben, sondern durchaus notwendig. Leicht überzeugten wir uns, daß die Oberflächen von Geräten, die seit Jahren in den Räumen gestanden hatten, in denen wir nicht einmal mit sehr starken Präparaten, sondern nur mit Thermalschlamm und Thorverbindungen chemische Arbeiten vorgenommen hatten, eine Aktivität besaßen, die für gleiche Oberfläche von derselben Größenordnung wie die der aus Blei erhaltenen Produkte war. Selbstverständlich wurden die Prüfungen der letzteren in einem vom Laboratorium weit abliegenden Raume vorgenommen mittels eines Apparats, der — nach dem Betrage der normalen Zerstreuung zu urteilen — als infektionsfrei gelten durfte.

Konnten wir so die weitgehendste Sicherheit haben, daß die beobachteten Aktivitäten nicht aus unserem Laboratorium stammten, so war es auf der anderen Seite noch wünschenswert, die Materialien selbst zu prüfen, die zusammen mit dem Blei in chemische Behandlung genommen waren. Wir versetzten 5 Liter des benutzten Wassers mit einer Spur Bleinitrat und prüften den durch Schwefelwasserstoff daraus gewonnenen Niederschlag. Er erwies sich als unwirksam, mochten wir destilliertes oder auch Leitungswasser verwandt haben. Ferner lösten wir ein Kilo Ferrosulfat in Wasser und behandelten die Flüssigkeit nach Zusatz von einer geringen Menge Bleinitrat in derselben Weise (Zusatz von Schwefelsäure, teilweises Neutralisieren der Säure durch Ammoniak, Fällen durch Schwefelwasserstoff), wie es bei den Bleilösungen geschehen war. Auch hier war der Schwefelwasserstoffniederschlag inaktiv.

Diese Kontrollversuche scheinen uns zu beweisen, daß die beobachteten Aktivitäten der aus dem verarbeiteten Blei und den Bleiverbindungen abgeschiedenen Substanzen wirklich aus diesen Materialien entstammen.

Es erhebt sich nun die Frage nach der Natur jener Produkte.

Da der Weg, der zu ihrer Gewinnung geführt hat, derselbe ist, auf dem auch Radium *E* und *F* aus Blei, das aus radiumhaltigen Erzen stammt, abgeschieden werden können, so liegt der Gedanke nahe, der ja auch der ganzen Untersuchung die Richtung gegeben hat, daß man es tatsächlich im gewöhnlichen Blei mit jenen Umwandlungsprodukten des Radiums zu tun habe. Bei der großen Verbreitung des Radiums in der Erde erscheint es wohl denkbar, daß bei der hüttenmäßigen Gewinnung des Bleis Radium *D* als ein fast konstanter Begleiter in das Metall eingeht. Bei der langen Lebensdauer dieses Körpers könnten erst ziemlich alte Bleiproben sich praktisch frei von Aktivität zeigen.

So einleuchtend diese Anschauung ist, so wäre es doch voreilig, sie als bewiesen zu betrachten. Chemische Reaktionen sind wenig geeignet zur Identifizierung von Spuren radioaktiver Stoffe; wesentlich ist dagegen das Verhalten der von ihnen entwickelten Strahlung.

Solange sich diese nicht als identisch mit der vom Radium *E* und *F* erweist, muß die Möglichkeit offen gelassen werden, daß das Blei ein selbständig aktives Element ist, das ein Umwandlungsprodukt von schnellerem Zerfall bildet, vergleichbar dem Ur *X*, das durch chemische Trennung in stärkerer Konzentration erhalten werden kann, als es bei radioaktivem Gleichgewicht im gewöhnlichen Blei und dessen Verbindungen vorkommt.

Die Untersuchung der Strahlung der aktiven Bleipräparate begegnet den Schwierigkeiten, die mit der Messung schwacher Aktivitäten überhaupt verbunden sind, die natürliche Ionisierung der Luft ist von verhältnismäßig großem und nicht leicht genau zu bestimmendem Einflusse.

Immerhin hat sich feststellen lassen, daß der wesentlichste Bestandteil der Aktivität auf α-Strahlung beruht. Es genügt, ein Präparat mit Schreibpapier zu bedecken, um die Wirkung auf das Elektroskop aufzuheben. Hiermit hängt zusammen, daß die Ionisierung der Luft durch ein und dasselbe Präparat am stärksten ist, wenn man es möglichst ausbreitet. Geschieht dies nicht, so geht ein Teil der Strahlung durch Absorption in der Substanz selbst verloren. Daß der eigentlich aktive Stoff nur einen verschwindend kleinen Bruchteil der letzteren ausmacht, braucht wohl kaum bemerkt zu werden.

Soweit wir bis jetzt beobachten konnten, ist die Aktivität in langsamem Rückgange (in einigen Wochen) begriffen.

Die angeführten Eigenschaften würden mit der Anwesenheit von Radium *F* (Polonium) gut übereinstimmen. Radium *E*, dessen Halbierungskonstante etwa 5 Tage beträgt, könnte sich vielleicht an frischen Präparaten durch β-Strahlung zu erkennen geben.

Wesentlich zur Charakterisierung der Substanz würde die Bestimmung des Ionisierungsbereichs der α-Strahlung beitragen. Wünschenswert wäre allerdings zu diesem Zwecke eine Verstärkung der Wirkung durch Verarbeitung weit größerer Bleimengen, als wir bewältigen können. Auch die Prüfung recht alter Bleiproben, in denen das Radium *D* schon erloschen sein müsste, wäre, wie oben angedeutet, zu

empfehlen, unter gleichzeitiger Untersuchung des Materials auf Radiumemanation. Fehlt diese, so wäre eine Regeneration des Radiums *D* ausgeschlossen, genügend alte Proben des Metalls könnten dann auch kein Radium *E* und *F* enthalten.

Gern kommen wir der Verpflichtung nach, dem Kuratorium der Jagorstiftung in Berlin unsern Dank für die Gewährung der Mittel zu der vorstehenden Untersuchung auszusprechen.

Wolfenbüttel, im Oktober 1906.

(Eingegangen 23. Oktober 1906.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa (Direktor A. Battelli).

No. 28[1]: R. Magini, Einfluß der Ränder auf die elektrostatische Kapazität eines Kondensators.

1. Die elektrische Dichte auf der Belegung eines Kondensators strebt darnach, in der Nähe der Ränder außerordentlich große Werte anzunehmen; wenn man daher die gewöhnlichen Formeln auf die Berechnung der Kapazität anwendet, so erhält man kleinere Werte als die durch den Versuch gelieferten. Man muß dem Einfluß des Umfanges Rechnung tragen, indem man für die Dimensionen des Kondensators größere Werte als die wirklichen annimmt, so daß diese Zunahme der Oberfläche gleich der Zunahme wird, die auf Rechnung der Dichte kommt.

Im hiesigen Institut hat sich schon früher die Notwendigkeit eingestellt, den störenden Einfluß des Randes zu untersuchen; ich stelle mir in vorliegender erster Mitteilung die Aufgabe, die zu diesem Zweck angegebenen Ausdrücke zu prüfen und einige Gesetzmäßigkeiten oder Kunstgriffe daraus zu entnehmen, die dann durch den Versuch nachzuprüfen wären.

Ein zur Prüfung der theoretischen Ergebnisse geeigneter Kondensator muß vor allem Luftisolation besitzen, um so weit wie möglich die Leitungsverluste auszuscheiden. Außerdem muß er einen Umfang konstanter, in jedem Punkte genügend kleiner Krümmung besitzen und muß schließlich von Teilen frei sein, die nach innen einspringen. Deswegen ist die Benutzung eines Kondensators mit kreisförmigem oder elliptischem Umfange ratsam; die Dicke muß man derartig wählen, daß sie jede Deformation der hängenden Platte verhindert.

2. Wir wollen den Einfluß des Randes nicht direkt als Korrektion der Kapazität, sondern in der Form der Breite eines den ganzen Rand einfassenden hypothetischen Zusatzstreifens ausdrücken. Diese Ausdrucksweise ist zum ersten Male von Cavendish vorgeschlagen und von Maxwell, Clausius, J. J. Thomson und anderen bei ihren Forschungen untersucht worden. In Lehrbüchern werden gewöhnlich aus didaktischen Gründen verschiedene Kondensatorformen betrachtet; man sucht gewöhnlich zunächst die Lösung des Falles, daß eine auf einer Seite begrenzte und im übrigen unbegrenzte Platte auf einem bestimmten Potential erhalten und mitten zwischen zwei unbegrenzten Platten vom Potential Null parallel zu diesen angebracht wird. In der Praxis benutzt man aber eine begrenzte Platte, die man oberhalb einer großen, mit der Erde verbundenen Platte anbringt. Es ist leicht einzusehen, daß die in den einfachsten theoretischen Fällen erhaltenen Lösungen mit derselben Annäherung auch in diesen praktischen Fällen gültig sind. Die Formeln für die Zusatzstreifen bleiben unverändert, und nur wegen, wie in unserem Falle, bedeutender Dicke stellen sich fast unüberwindliche Schwierigkeiten ein, wie sich dies aus den Berechnungen von Clausius und Kirchhoff über Kondensatoren mit begrenzten Dimensionen ergibt.

3. Die einfachste Korrekturformel ist die von Maxwell in seinem Werk „Electricity and Magnetism" angegebene, in der die Breite λ des Zusatzstreifens gleich $\frac{2d}{\pi}\log e^2$ ist, wobei wir annehmen, daß d die Entfernung zwischen unserer begrenzten Platte und der großen Platte angibt. Diese Formel gilt auch für einen krummlinigen Umfang. Nach ihr würde der Einfluß der Ränder proportional zu d und die Korrektion der Kapazität mit d konstant sein, was nicht sehr wahrscheinlich ist. Maxwell gibt in § 200 zwei weitere Formeln für die Kapazität einer kreisförmigen Scheibe an. Diese Formeln sind genauer, ihre numerischen Werte sind aber von den aus der Formel $\lambda = \frac{2d}{\pi}\log e^2$ erzielten nicht erheblich verschieden. Die Dicke b tritt nur bei der zweiten Formel

$$\lambda = \frac{2d}{\pi}\log e^2 \cdot 2\cos\frac{\pi b}{4d}$$

auf, die nur für einen abgerundeten Rand gilt. Man weiß jedoch von dieser Abrundung nichts; außerdem muß notwendigerweise $b < 2d$ sein, und auch wenn wir versuchen, die Formel umzuwandeln und in geeigneter Weise zu schreiben, so trägt sie bei gewissen Werten der Größe b nicht Rechnung, da sie sich auf die frühere Formel für λ reduziert oder überhaupt nichts bedeutet. Es ist leicht zu beweisen, daß λ, d. h. der Einfluß des abgerundeten Randes, mit d zunimmt, und mit wachsendem b abnimmt.

4. Man nehme nun die von J. J. Thomson in „Notes on Recent usw.", Paragraph 237, angegebene Formel für eine Platte mit gradlinigem Rand, die mitten zwischen zwei von-

1) No. 27: diese Zeitschr. **7**, 546, 1906.

einander um d' abstehenden Platte angebracht ist:

$$\lambda = \frac{d'}{2\pi} \log_e \frac{2d' - b}{b} + \frac{d - b}{2\pi} \log_e \frac{b(2d - b)}{(d - b)^2}.$$

Diesen Ausdruck formen wir um und wollen d die Entfernung zwischen der Mittelplatte und einer der großen Platten nennen; dann ist

$$d = \frac{d' - b}{2}, \quad d' = 2d + b;$$

$$\lambda = \frac{2d + b}{2\pi} \log_e \frac{4d + b}{b} + \frac{2d}{\pi} \log_e \frac{b(4d + b)}{(2d)^2},$$

was man auch schreiben kann:

(1) $$\lambda = \frac{2d}{\pi} \log_e \left(2 + \frac{b}{4d}\right) + \frac{b}{2\pi} \log_e \left(1 + \frac{4d}{b}\right).$$

Aus diesem Ausdruck ergibt sich sofort, daß wenn wir b und d zusammen in demselben Verhältnis k variieren lassen, das ursprüngliche λ zu $k\lambda$ wird. Wenn (1) wirklich den Einfluß der Ränder darstellt, so ist dieser bei ähnlichen Kondensatoren zu ihren Dimensionen b und d proportional. Man sieht dann leicht ein, daß nach (1) dieser Einfluß mit zunehmender Entfernung der Platte und zunehmender Dicke des Kondensators wächst. Da der von der Formel vorausgesetzte Rand vierkantig ist, muß er sich daher mit Bezug auf die Dicke umgekehrt wie der abgerundete Rand verhalten.

Andererseits ist zu beachten, daß (1) mit genügender Annäherung auf einen krummlinigen Umfang angewandt werden kann, dessen Krümmungsradius in jedem Punkte mit Bezug auf d groß ist. Bei einem kreisförmigen Kondensator ist, wenn R der Radius ist:

$$C = \frac{R^2}{4d} + \frac{R}{\pi} \left\{ \log_e \left(2 + \frac{b}{2d}\right) + \frac{4d}{b} \log \left(1 + \frac{4d}{b}\right) \right\}.$$

Wenn b und d sich in demselben Verhältnis ändert, so bleibt das Korrektionsglied unverändert. Bei Kondensatoren von verschiedenen Rundlängen ist die Korrektion zu dieser Länge proportional. Andere leichte Schlußfolgerungen ergeben sich aus den früheren Formeln für kreisförmige und nichtkreisförmige Umfänge.

5. **Kirchhoff**[1]) gibt eine Formel für einen kreisförmigen Kondensator an, bei dem die Dicke der Platte von unendlicher Größe in die Rechnung mit eingeführt ist. Diese Formel entspricht besser der Wirklichkeit als die von **Clausius** angegebene, die nur in dem Falle gilt, daß b unendlich klein ist. Für die Elektrizitätsmenge, die auf einem der beiden gleichen einander gegenüberstehenden Kreisscheiben vorhanden ist, die zueinander parallel im Abstande von $2d$ liegen, einen Radius R und eine Dicke b besitzen und sich beziehungsweise auf dem Potential $+1$ und 1 befinden, findet **Kirchhoff**

(2) $$\frac{R^2}{4d} + \frac{R}{2\pi} \left\{ \log_e \frac{4\pi(2d + b) R}{ed^2} + \frac{b}{2d} \log_e \frac{2d + b}{b} \right\},$$

wobei e die Basis der natürlichen Logarithmen ist und von b und d angenommen wird, daß sie im Verhältnis zu R, das endlich ist, klein sind. Nun stellt Formel (2) ohne weiteres die Kapazität der Scheibe dar, die sich vor einer großen Platte vom Potential Null befindet; dies ist der praktische Fall, der uns für die Nachprüfungen am meisten interessiert. Auch in (2) stellt das zweite Glied nur die Korrektion $C\alpha$ der Kapazität dar. Wir wollen nun λ berechnen: dies ist leicht zu finden, wenn man berücksichtigt, daß $C\alpha = \frac{R\lambda}{2d}$.

Damit ist:

(3) $$\lambda = \frac{d}{\pi} \left\{ \log_e \frac{4\pi(2d + b) R}{ed^2} + \frac{b}{2d} \log_e \left(1 + \frac{2d}{b}\right) \right\}.$$

Wenn wir die Formel mit Bezug auf b und d auflösen, so sehen wir, daß λ mit b und d wächst. Man gelangt daher zu denselben Ergebnissen, wie nach der Formel von **J. J. Thomson**. Die Korrektion $C\alpha$ nimmt jedoch mit zunehmendem d ab, wenn sie auch einen immer größeren Bruchteil der Gesamtkapazität darstellt. $C\alpha$ nimmt jedoch langsamer ab, als d zunimmt. Wenn wir in (3) alle Dimensionen in demselben Verhältnis k variieren lassen, so wird aus λ, $R\lambda$ und aus $C\alpha$, $k\,C\alpha$. Mit zwei ähnlichen Kondensatoren kann man eine Bestätigung durch den Versuch vornehmen.

Wenn zwei Kondensatoren nur mit Bezug auf den Radius differieren, so erhalten wir, wenn R und nR die beiderseitigen Radien darstellen, sofort:

$$\lambda_{nR} - \lambda_R = \frac{d}{\pi} (\log_e nR - \log R) = \frac{d}{\pi} \log n$$

und für die entsprechende Korrektion die Beziehung

$$C\alpha_{nR} = nC\alpha_R + \frac{nR}{2\pi} \log n.$$

Diese Formeln eignen sich für eine Prüfung von (2) und (3). Wenn wir b gleich Null machen oder mit anderen Werten die Dicke vernachlässigen, so erhalten wir den Ausdruck

$$\frac{R^2}{4d} + \frac{R}{2\pi} \log \frac{8\pi R}{ed},$$

der dieselbe Form, wie der **Clausius**sche hat. Auch er verdient eine Nachprüfung durch den Versuch.

(Aus dem Italienischen übersetzt von **Alfred Gradenwitz**.)

(Eingegangen 15. September 1906.)

1) **Kirchhoff**, Monatsber. d. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, 15, 1877.

Über die photographische Unwirksamkeit des Ammoniumamalgams.

Von G. Baborovský und V. Vojtěch.

In der Zeitschrift für Elektrochemie Bd. 12, S. 609, veröffentlichte Prof. Coehn seine Versuche über elektrische Erscheinungen beim Zerfall von Ammonium, resp. Ammoniumamalgam. Das Ammonium im Amalgam besitzt sämtliche Eigenschaften eines Alkalimetalles; es zersetzt sich außerdem (oberhalb 0°) nach der Formel:

$$NH_4 = NH_3 + {}^1/_2\, H_2.$$

Dieser Vorgang steht in gewisser Analogie zu dem Atomzerfalle der radioaktiven Substanzen. Das sich zersetzende Ammoniumamalgam entsendet, wie Coehn nachgewiesen hat, positiv geladene Teilchen.

Es liegt nun der Gedanke nahe, zu untersuchen, ob die Zersetzung des Ammoniumamalgams auch eine photographische Wirkung besitzt.

Zu diesem Zwecke machten wir zwei Reihen von Versuchen. Einmal wurde das Ammoniumamalgam elektrolytisch, mittels eines ähnlichen Apparates, wie ihn Coehn benutzte, dargestellt, zum zweitenmal versuchten wir dasselbe, durch chemische Einwirkung eines frisch bereiteten Natriumamalgams auf eine 20proz. Lösung von Ammoniumchlorid, zu bereiten. Das chemisch gebildete Ammoniumamalgam ließen wir zunächst in einer Schale mit Ammoniumchloridlösung aufquellen, und brachten es sodann auf einen Porzellantrichter nach Büchner, wo es sich langsam zersetzte. Die elektrolytische Arbeitsweise ist viel gleichmäßiger und läßt sich viel bequemer durchführen, als die chemische, namentlich wenn man sich eines ähnlichen Apparates wie Coehn bedient.

Unsere Versuche wurden teils bei Zimmertemperatur, teils oberhalb 30° C in absoluter Dunkelheit gemacht.

Um die photographische Wirkung zu studieren, brachten wir eine hochempfindliche Bromsilbergelatineplatte mit der empfindlichen Schicht dem zersetzenden Amalgam möglichst nahe. Die Entfernung ist womöglich kurz zu wählen, da die positiven Strahlen, um die es sich bei unseren Versuchen in erster Reihe handelt, wie bekannt stark von der Luft absorbiert werden, und schwach photographisch wirksam sind. Leider konnten wir die Entfernung nicht kurzer als 3 cm wählen, da das sich zersetzende Amalgam ein wenig spritzt, wodurch die Platte stellenweise zerstört wird. Immerhin genügt aber diese Entfernung, um nach längerer Exposition photographische Wirkung hervorzurufen, wenn hier wirklich eine vorliegt. Nach erfolgter Exposition wurden die Platten mit Pyro-Soda-Entwickler (unter Zusatz von einigen Tropfen Kaliumbromidlösung) bis zur beginnenden Schleierbildung entwickelt.

Trotzdem wir bei unseren zahlreichen Versuchen die empfindliche Platte der Zersetzung des Amalgams längere Zeit, gewöhnlich 90 Min., einmal aber bis 24 Stunden, aussetzten, vermochten wir weder bei dem elektrolytisch, noch bei dem chemisch dargestellten Amalgam irgendeine Spur der photographischen Wirkung zu beweisen.

Da die Möglichkeit nicht ausgeschlossen ist, daß die Menge der positiven Strahlung nur gering sei, versuchten wir dieselbe zu konzentrieren, indem wir in der Entfernung von einigen Millimetern unter die Platte einen mit dem negativen Pol einer 120 Voltbatterie verbundenen Draht schoben; der positive Pol der Batterie war geerdet. Aber auch bei dieser Versuchsanordnung konnten wir, selbst wenn wir einmal über 200 gr Amalgam zerlegten, keine Spur der photographischen Wirkung nachweisen.

Daraus läßt sich folgern, daß das zerfallende Ammoniumamalgam keine photographisch wirksamen Strahlen emittiert. Diese Zersetzung gehört daher zu jenen Erscheinungen, welche zwar äußerlich dem Zerfalle der radioaktiven Substanzen ähneln, jedoch mit diesem nicht identisch sind.

(Eingegangen 20. Oktober 1906.)

Zur Gravitationstheorie.

Von A. Wilkens.

In Nr. 9 dieser Zeitschrift (7, 300, 1906) hat Herr Wacker in Tübingen unter Zugrundelegung der Prinzipien der Lorentz-Wiechertschen Elektrodynamik das Problem der Bedeutung der Abhängigkeit der trägen Masse von der Geschwindigkeit für die Bewegungsverhältnisse im Sonnensystem behandelt.

Da ich dieses selbe Problem nun bereits vor 2 Jahren diskutiert habe (Vierteljahrsschrift der Astron. Gesellschaft, 39. Jahrg. 3. Heft, 1904) und meine damaligen Untersuchungen den Physikern offenbar nicht zugänglich geworden sind, so dürfte es vielleicht angezeigt sein, die damals von mir erlangten Resultate an dieser Stelle nochmals kurz zu entwickeln, zumal meine Behandlungsweise des Problems in manchen Punkten von der des Herrn Wacker verschieden ist.

Um der elektrodynamischen Abhängigkeit der trägen Masse von der Geschwindigkeit

Rechnung zu tragen[1]), hat man nur an Stelle der kinetischen Energie T in das Hamiltonsche Prinzip den Ausdruck

$$T = {}^1/_2 mq^2(1 + {}^1/_5 \frac{q^2}{V^2} + \cdots)$$

zu substituieren, wo m die träge Masse, q die Geschwindigkeit gegen den Äther, V die Lichtgeschwindigkeit bedeutet und der Klammerausdruck eine nach $\frac{1}{V^2}$ fortschreitende Reihe fixiert, von der wir nur den ersten, wesentlichsten Term mitnehmen wollen.

Das Problem, das wir nun betrachten wollen, ist das der zwei Körper; die größere Masse bezeichnen wir als die Sonne, die kleinere als den Planeten. u, v, w seien die Geschwindigkeitskomponenten des Planeten, u_1, v_1, w_1 die der Sonne gegen den Äther und zwar längs den Achsen eines rechtwinkligen Koordinationssystems x, y, z. Alsdann ist

$$T = {}^1/_2 mq^2(1 + {}^1/_5 \frac{q^2}{V^2} + \cdots)$$
$$+ {}^1/_2 m_1 q_1^2(1 + {}^1/_5 \frac{q_1^2}{V^2} + \cdots),$$

wo m die Planeten-, m_1 die Sonnenmasse und

$$q^2 = u^2 + v^2 + w^2, \quad q_1^2 = u_1^2 + v_1^2 + w_1^2$$

die Geschwindigkeiten von Planet und Sonne gegen den Äther fixieren.

Die Bewegungsgleichungen in der 2. Lagrangeschen Form sind nun bekanntlich:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{du}\right) = X \text{ etc.},$$

wenn X die reine Newtonsche Anziehung längs der x-Achse darstellt. Zunächst bestehen dann, wie im Falle des reinen Newtonschen Anziehungsgesetzes, auch unter Voraussetzung des erweiterten Ausdrucks der kinetischen Energie die entsprechenden Integrale der Planetenbewegung und zwar repräsentieren

$$1. \qquad \Sigma \frac{\partial T}{\partial u} = \alpha$$
$$\Sigma \frac{\partial T}{\partial v} = \beta$$
$$\Sigma \frac{\partial T}{\partial w} = \gamma,$$

wo α, β, γ = const, die Schwerpunktssatze

$$2. \qquad \Sigma\left(y\frac{\partial T}{\partial u} - x\frac{\partial T}{\partial v}\right) = \alpha'$$
$$\Sigma\left(z\frac{\partial T}{\partial v} - y\frac{\partial T}{\partial w}\right) = \beta'$$
$$\Sigma\left(x\frac{\partial T}{\partial w} - z\frac{\partial T}{\partial u}\right) = \gamma'$$

[1]) Vergl. z. B. Schwarzschild, Zur Dynamik des Elektrons (Nachrichten der Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, 1903).

die Flächensätze und

$$3. \qquad T - \Sigma q \cdot \frac{\partial T}{\partial q} + P = \text{const.},$$

wo P das Newtonsche Potential, das Integral der lebendigen Kraft.

Diese Integrale ersetzen natürlich nur die Integrale der Planetenbewegung und sind nur Analoga zu diesen; ein Schwerpunkt im Sinne der gewöhnlichen Mechanik existiert z. B. überhaupt nicht mehr, ebensowenig ist die Bewegung der Schwerpunktes gradlinig, sondern erfolgt in einer Schraubenlinie. Das Analoge betrifft die anderen Integrale.

Zur Herleitung der durch die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit hervorgerufenen Störungen der elliptischen Bewegung des Planeten um die Sonne denken wir uns den Sonnenmittelpunkt als Anfang eines rechtwinkligen Koordinationssystems x, y, z. Die x-Achse falle mit der Apsidenlinie der Planetenbahn zusammen, die y-Achse liege zu ihr senkrecht in der Bahnebene und die z-Achse senkrecht zur Bahnebene. Da $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$ die Relativgeschwindigkeiten des Planeten um die Sonne, u, v, w resp. u_1, v_1, w_1 die Geschwindigkeiten von Planet resp. Sonne gegen den Äther, so ist

$$u = u_1 + \frac{dx}{dt}$$
$$v = v_1 + \frac{dy}{dt}$$
$$w = w_1 + \frac{dz}{dt}.$$

Die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen ergeben dann bei Ausführung der erforderlichen Differentiationen die folgenden Differentialgleichungen für die rechtwinkligen Koordinaten x, y, z des Planeten:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -k^2(1+m)\frac{x}{r^3} - \frac{d}{dt}\left(\frac{2}{5} u \frac{q^2}{V^2}\right)$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = -k^2(1+m)\frac{y}{r^3} - \frac{d}{dt}\left(\frac{2}{5} v \frac{q^2}{V^2}\right)$$
$$\frac{d^2z}{dt^2} = \qquad\qquad - \frac{d}{dt}\left(\frac{2}{5} w \frac{q^2}{V^2}\right),$$

wo k^2 die Gaußsche Konstante ist.

Die zeitlichen Differentialquotienten rechter Hand sind die störenden Kräfte X', Y', Z' und zwar lauten dieselben als Funktionen der Koordinatengeschwindigkeiten und Beschleunigungen:

$$-X' = \frac{2}{5}\frac{q^2}{V^2}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{4}{5}\frac{u}{V^2}\left(u\frac{d^2x}{dt^2} + v\frac{d^2y}{dt^2}\right)$$

und analog Y' und Z'; vorausgesetzt ist noch, daß die Geschwindigkeit der Sonne gegen den

Äther als konstant zu betrachten ist. Für die Ableitungen der Koordinaten nach der Zeit substituieren wir die ungestörten Werte der elliptischen Bewegung.

Ferner wollen wir statt der X', Y', Z' ein neues Komponententripel R, T, W einführen, von denen R in der Richtung des Radiusvektors, T senkrecht zum Radiusvektor in der Bahnebene und W senkrecht zur Bahnebene liegt, so daß

$$R = \frac{x}{r} X' + \frac{y}{r} Y' \qquad T = -\frac{y}{r} X' + \frac{x}{r} Y'$$

$$W = Z'.$$

Bildet man die Produkte $r^2 R$, $r^2 T$, $r^2 W$, so kann man dieselben als Funktion der wahren Anomalie w auf die folgende Form bringen

$$r^2 \cdot R = \frac{C}{p^2} (c_0 + c_1 \cos w + c_2 \cos 2w + s_1 \sin w + \\ + s_2 \sin 2w)$$

und analog $r^2 T$, $r^2 W$.

Die Koeffizienten c und s sind Funktionen der Komponenten der Sonnenbewegung und der Bahnelemente des Planeten und zwar ist für

$r^2 R$: $\quad C = \frac{2}{5} k^2 \qquad c_0 = 2u_1^2 + 2v_1^2 + \frac{v_1 n a e}{\sqrt{1-e^2}} + k^2 \frac{(1+m)(1+e^2)}{a(1-e^2)} + \frac{n^2 a^2 e^2}{1-e^2}$

$$c_1 = \frac{2 e a^2 n^2}{1-e^2} - \frac{2 v_1 n a}{\sqrt{1-e^2}} \qquad c_2 = u_1^2 - v_1^2 - \frac{4 v_1 n a e}{\sqrt{1-e^2}} - \frac{n^2 a^2 e^2}{1-e^2}$$

$$s_1 = \frac{2 n a u_1}{\sqrt{1-e^2}} \qquad s_2 = \frac{4 n a u_1 e}{\sqrt{1-e^2}} + 2 u_1 v_1$$

$r^2 T$: $\quad C = \frac{4}{5} k^2 \qquad c_0 = 0$

$$c_1 = \frac{u_1 n a}{\sqrt{1-e^2}} \qquad c_2 = \frac{n a e u_1}{\sqrt{1-e^2}} + u_1 v_1$$

$$s_1 = \frac{e n^2 a^2}{1-e^2} + \frac{v_1 n a}{\sqrt{1-e^2}} \qquad s_2 = \frac{n^2 e^2 a^2}{2(1-e^2)} + \frac{v_1 n a e}{\sqrt{1-e^2}} - \frac{u_1^2}{2} + \frac{v_1^2}{2}$$

$r^2 W$: $\quad C = \frac{4}{5} k^2 w_1 \qquad c_0 = 0$

$$c_1 = u_1 \qquad s_1 = \frac{n a e}{\sqrt{1-e^2}} + v_1$$

$$c_2 = 0 \qquad s_2 = 0$$

a bedeutet die halbe große Achse, e die Exzentrizität und n die mittlere Bewegung.

Die Differentialgleichungen der Bahnelemente E sind nun von der Form:

$$\frac{dE}{dt} = f(R, T, W),$$

wo f eine lineare Funktion der störenden Kräfte R, T, W mit von den Bahnelementen abhängigen Koeffizienten ist. In erster Annäherung integriert man diese Differentialgleichungen in der Art, daß man die Bahnelemente auf den rechten Seiten als konstant betrachtet. Behält man dann die Zeit t als unabhängige Variable bei, so ist eine Integration in geschlossener Form nicht möglich, weil r und w transzendente Funktionen der Zeit sind, die nur durch Reihenentwickelungen darstellbar sind, welche nur fur kleine, planetare Exzentrizitäten hinreichend schnell konvergieren. Indes ist es aber gerade von besonderem Interesse, das Problem für periodische Kometen, also gerade für Bahnen großer Exzentrizität lösen zu können. Die Bewegungsanomalie des Enckeschen Kometen, die in einer säkularen Beschleunigung der mittleren Bewegung bei gleichzeitiger Abnahme der Exzentrizität besteht und bisher allen Erklärungsversuchen gespottet hat, fordert in erster Linie zur Lösung unseres Störungsproblems für den Fall großer, kometarer Exzentrizitäten auf. Führt man nun mittels des Flächensatzes

$$r^2 \frac{dw}{dt} = k \sqrt{1+m} \sqrt{p},$$

wo p der Parameter, an Stelle der Zeit t die wahre Anomalie w als unabhängige Variable ein, so ist die Integration der Differentialgleichungen für alle Exzentrizitäten in geschlossener Form lösbar; denn die Differentialgleichungen erhalten alsdann die folgende Form:

$$\frac{da}{dw} = \frac{2}{n^2 a^2 (1-e^2)} \left\{ (r^2 R) e \sin w + (r^2 \cdot T) e \cos w + (r^2 \cdot T) \right\}$$

$$\frac{de}{dw} = \frac{1}{a^2 n^2} \left\{ (r^2 \cdot R) \sin w + (r^2 \cdot T) \cos w + (r^2 \cdot T) \frac{\cos w + e}{1 + e \cos w} \right\}$$

$$e\frac{d\omega}{dw}=\frac{1}{a^4 n^2(1-e^2)}\left\{-(r^2R)p\cos w+(r^2\cdot T)p\sin w+(r^2\cdot T)\frac{a(1-e^2)\sin w}{1+e\cos w}\right\}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dw}=-(r^2\cdot R)\frac{\sqrt{1-e^2}}{a^3n^2(1+e\cos w)}+\frac{e^2}{1+\sqrt{1-e^2}}\frac{d\omega}{dw}$$

$$\frac{d\varphi}{dw}=(r^2W)\frac{\cos(w+\omega-\Theta)}{k^2(1+m)(1+e\cos w)}$$

$$\sin\varphi\frac{d\Theta}{dw}=(r^2W)\frac{\sin(w+\omega-\Theta)}{k^2(1+m)(1+e\cos w)}$$

ω ist die Perihellänge, ε die mittlere Länge der Epoche, φ die Neigung der Bahnebene gegen eine feste Grundebene (Ekliptik) und Θ die Länge des aufsteigenden Knotens. Mit Rücksicht auf die frühere Darstellung von r^2R, r^2W, r^2T als Funktion von w ergibt sich folglich, daß die zu lösenden Integrale alle von der Form

$$\int\frac{\sin\alpha w\cdot\cos\beta w}{1+e\cos w}dw \quad \alpha,\ \beta=1,\ 2,\ 3$$

und folglich alle in geschlossener Form durch die niederen Transzendenten ausdrückbar sind. Die Ausführung der Integration der Differentialgleichungen ergibt dann das folgende Resultat: Alle Bahnelemente erleiden periodische und säkulare Veränderungen, auch die große Halbachse, deren Säkularstörung von der Ordnung der Exzentrizität ist. Die expliziten Ausdrücke für die Säkularstörungen sind die folgenden:

$$\Delta a=\frac{8}{5}\frac{n a^2 u_1}{V^2(1+m)\sqrt{(1-e^2)^3}}\cdot e\cdot w$$

$$\Delta e=\frac{6}{5}\frac{n a u_1}{V^2}\cdot w$$

$$e\cdot\Delta\omega=\frac{2}{5}\frac{1}{V^2}\frac{1}{1+m}\left\{\frac{2v_1 na}{\sqrt{1-e^2}}\left(2-\frac{1}{e^2}\right)+\frac{a^2e^2n^2}{1-e^2}+(v_1^2-u_1^2)\left(\frac{1}{e}-\frac{2}{e^3}+\frac{2}{e^3\sqrt{1-e^2}}-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\frac{2}{e\sqrt{1-e^2}}\right)+\frac{2v_1 na}{e^2}\right\}w$$

$$\Delta\varepsilon=\frac{e}{1+\sqrt{1-e^2}}e\cdot\Delta\omega-\frac{4\sqrt{1-e^2}}{5}\frac{1}{1+m}\frac{1}{V^2}\left\{\frac{2na}{e\sqrt{1-e^2}}\left(\frac{ane}{\sqrt{1-e^2}}-v_1\right)-\frac{2}{e^2}\left(u_1^2-v_1^2-\frac{4v_1 nae}{\sqrt{1-e^2}}-\right.\right.$$
$$\left.-\frac{n^2a^2e^2}{1-e^2}\right)+\frac{1}{\sqrt{1-e^2}}\left[2u_1^2+2v_1^2+\frac{v_1 nae}{\sqrt{1-e^2}}+a^2n^2\frac{1+e^2}{1-e^2}+\frac{n^2a^2e^2}{1-e^2}-\frac{2a^2n^2}{1-e^2}+\right.$$
$$\left.\left.+\frac{2v_1 na}{e\sqrt{1-e^2}}+\left(\frac{2}{e^2}-1\right)\left(u_1^2-v_1^2-\frac{4v_1 nae}{\sqrt{1-e^2}}-\frac{n^2a^2e^2}{1-e^2}\right)\right]\right\}\cdot w$$

$$\Delta\varphi=\frac{4}{5}\frac{w_1}{1+m}\frac{1}{V^2}\left\{\frac{u_1\cos(\omega-\Theta)}{e^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-e^2}}-1\right)-\frac{v_1}{e^2}\sin(\omega-\Theta)-\frac{v_1\sin(\omega-\Theta)}{\sqrt{1-e^2}}\left(1-\frac{1}{e^2}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{na}{e\sqrt{1-e^2}}\sin(\omega-\Theta)-\frac{nae}{1-e^2}\left(1-\frac{1}{e^2}\right)\sin(\omega-\Theta)\right\}\cdot w$$

$$\sin\varphi\,\Delta\Theta=\frac{4}{5}\frac{w_1}{1+m}\cdot\frac{1}{V^2}\left\{\frac{u_1}{e^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-e^2}}-1\right)\sin(\omega-\Theta)+na\left(\frac{1}{e\sqrt{1-e^2}}-e\right)\cos(\omega-\Theta)+v_1\left(\frac{1}{e^2}-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\sqrt{1-e^2}\right)\cos(\omega-\Theta)\right\}\cdot$$

Die Koeffizienten der periodischen Störungen, deren trigonometrische Faktoren $\cos\alpha w$, $\sin\alpha w$ resp. $\log(1+e\cos w)$ sind, sind sehr umfangreiche Ausdrücke, so daß wir dieselben an dieser Stelle nicht explizite niederschreiben wollen, zumal diese Störungen sich als praktisch belanglos erweisen werden.

Die so gewonnenen Störungsausdrücke sollen jetzt numerisch auf die Bewegungsverhältnisse im Sonnensystem angewandt werden. Wir betrachten den Äther als ruhend und die astronomisch bestimmte Eigenbewegung des Sonnensystems als die Bewegung des Systems gegen den Äther. Die nach der neuesten Bestimmung von Campbell angenommene Richtung der Sonnenbewegung ist 277° 30′ Rektaszension und 19° 58′ Deklination und ferner die Eigenbewegung $q_1 = 19{,}9$ km pro Sekunde. Die Komponenten von q_1 längs den Achsen unseres Koordinatensystems sind:

$u_1 = q_1\cos(xA)$ $v_1 = q_1\cos(yA)$ $w_1 = q_1\cos(zA)$, wenn A den Apex fixiert. Die Richtungscosi-

Digitized by Google

nusse als Funktionen der Bahnelemente des Planeten und der Position des Apex lauten folgendermaßen:

$$\cos(xA) = \cos B \cos(L-\Theta)\cos(\omega-\Theta) + \sin(\omega-\Theta)$$
$$(\cos\varphi \cos B \sin(l-\Theta) + \sin\varphi \sin B)$$
$$\cos(yA) = -\sin(\omega-\Theta)\cos B \cos(l-\Theta) +$$
$$+ \cos(\omega-\Theta)(\cos\varphi\cos B\sin(l-\Theta) + \sin\varphi\sin B)$$
$$\cos(zA) = \cos\varphi \sin B - \sin\varphi\cos B\sin(l-\Theta),$$

wo B und L Breite und Länge des Apex bedeuten.

Die numerische Anwendung erstreckte sich auf die Planeten Merkur, Venus, Erde, Mars und den schon erwähnten und durch seine Bewegungsanomalie interessanten Enckeschen Kometen. Die periodischen Störungen sind in allen Fällen unmerklich, von der Ordnung $\frac{1}{10^9}$. Für die Säkularstörungen pro Jahrhundert ergibt sich das folgende Tableau:

	Δa	Δ (arc sin e)	$e\,.\,\Delta\omega$	φ	$\Delta\,\Theta \sin\varphi$	ε
Merkur . . .	$-24\,.\,10^{-7}$	$-4'',3$	$0'',7$	$-0'',2$	$-0'',5$	$0'',0$
Venus	$-4\,.\,10^{-8}$	$0'',9$	$0'',8$	$-0'',1$	$-0'',1$	$-2'',2$
Erde	$-4\,.\,10^{-7}$	$0'',0$	$0'',6$	$-0'',1$	$0'',0$	$0'',0$
Mars	$2\,.\,10^{-7}$	$0'',0$	$-0'',3$			$-0'',6$
Komet Encke .	$9\,.\,10^{-7}$	$0'',2$	$0'',3$			$1'',0$

Statt der Störung in e ist die Störung in ψ gegeben, wo $e = \sin\psi$. Wir ersehen aus dieser Tafel, daß die Säkularstörungen noch innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegen. Speziell sind die Störungen für den Enckeschen Kometen viel zu gering, um die beobachteten Abweichungen erklären zu können. Wir erhalten somit zwar keine Erklärung solcher Abweichungen, finden aber das Resultat, daß die Einführung einer veränderlichen Masse im Sinne der modernen Elektrodynamik mit den astronomischen Beobachtungen durchaus verträglich ist.

Heidelberg, Astronomisches Institut, 12. Oktober 1906.

(Eingegangen 21. Oktober 1906.)

Bemerkung zu einer neuen Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes.

(Antwort auf Herrn Jeans' Entgegnung.[1])

Von Paul Ehrenfest.

I. Das Verschiebungsgesetz besagt: in der Spektralgleichung für die schwarze Strahlung ist $\Phi\lambda^4 T^{-1}$ eine Funktion nur mehr des einzigen Argumentes λT. — In einem neuen Ableitungsversuch dieses Gesetzes möge nun einer der Hauptschritte in folgendem Verfahren bestehen: Aus einer Funktion, über deren Aufbau aus ihren zwei Argumenten nichts bekannt ist, wird die eine der beiden Variabeln weggelassen, weil sie eine Zahl ist, die unter allen in Betracht kommenden Umständen nahe von der Größenordnung 10^{-8} bleibt, „eine Größe, genügend klein, um vernachlässigt zu werden."

1) Jeans, diese Zeitschr. **7**, 667, 1906. Vgl. ferner: Ehrenfest, diese Zeitschr. **7**, 527, 1906.

Wegen der hohen Bedeutsamkeit, die dem Jeansschen Ableitungsversuch als einer neuen Ausdehnung der dimensionellen Methode zukommt, brachte ich hier außer einer Rekapitulation eine wörtliche Übersetzung jenes Teiles der Abhandlung vor, in dem das oben angeführte Verfahren im einzelnen durchgeführt wird. Ich begnügte mich, durch eine kurze Andeutung zu illustrieren, in welchem Sinne diese Ableitung bei der vorliegenden Gestalt „in einigen Punkten nicht zwingend zu sein scheint". Dabei hatte ich besonders folgenden Passus der Abhandlung im Auge:

> Der Wert von c_1 ist folglich zirka $3{,}6 \times 10^{-8}$, eine Größe genügend klein, um vernachlässigt zu werden. Indem man zur Grenze übergeht, in der c_1 gleich Null gesetzt wird [2], kann die Funktion $f(c_1, c_2)$ entweder einer bestimmten Grenze $f(0, c_2)$ zustreben oder auch nicht. Hier wollen wir annehmen, daß eine solche Grenze existiert, ohne uns auf eine Diskussion der exakten Bedeutung dieser Annahme einzulassen. Unter dieser Annahme finden wir[3]), daß Φ sehr angenähert in der Form $\Phi = \lambda^{-4} RT f(c_2)$ ausgedrückt werden kann, da der wirkliche Wert von c_1 sehr klein ist."

Herrn Jeans' Entgegnung begnügt sich, neuerlich auf die hier eingreifende Annahme hinzuweisen, ohne auf die angedeutete Diskussion zurückzukommen und fügt nur hinzu, diese Annahme könne richtig oder falsch sein, ergebe sich aber „a posteriori als wahrscheinlich richtig, da sie zum richtigen Ergebnis führt" (nämlich zum Verschiebungsgesetz, um dessen Ableitung es sich hier handelt).

Jene Annahme ist in rein mathematischer Formulierung hingestellt. Mit Rücksicht auf ihre zentrale Stellung in der Ableitung war zu erwarten, daß die Entgegnung für sie eine physikalische Begründung[4]) nachtragen werde. Durch die obige Erklärung wird auf eine solche physikalische Begründung verzichtet.

II. Damit wäre die Erörterung beendet, wenn die Entgegnung nicht noch ausführlich von einem Irrtum spräche, den ich bei der speziellen

2) Vgl. Anm. 5 und 10
3) Vgl. Anm. 6.
4) Vgl. Anm. 8.

Formulierung meiner Bemerkung begangen haben soll. Im folgenden wird dieser Vorwurf zurückgewiesen.

Herrn Jeans' Verfahren besteht aus folgenden Stufen:

A. Feststellung, daß c_1 immer nahe von der Größenordnung 10^{-8} bleibt (c_2 hingegen verläuft nahe 10).

B. Einführung der Annahme: die unbekannte Funktion $f(x,y)$ hängt von ihrem ersten Argument derart ab, daß gilt[5]:

$$\lim_{x=0} f(x,y) = \varphi(y).$$

C. Aus dieser Annahme wird gefolgert[6]: Der Wert von $f(x,y)$ wird nicht merklich durch die Änderungen ihres ersten Argumentes beeinflußt, wofern nur x (ohne geradezu Null zu sein) nahe 10^{-8} verläuft (während y nahe z. B. 1 bleibt).

D. Nach A besitzen c_1, c_2 für alle in Betracht kommenden Fälle diejenige Größenordnung, die unter C von den Argumenten der unbekannten Funktion vorausgesetzt werden. Somit würde C ergeben: $f(c_1, c_2)$ merklich nur Funktion von c_2. Also Resultat:

$$\Phi = \lambda^{-4}\, T g(\lambda T).$$

Zur Probe auf das Verfahren schlug ich eine andere Wahl der Größen c vor:

$$c_1' \equiv \alpha T \quad c_2' \equiv \beta\lambda T^{9/8},$$

wo $\alpha \equiv R m^{-1} V^{-2}$ und $\beta \equiv R^{9/8} K e^{-2} m^{-1/8} V^{-1/4}$. Es sind dann αT und $\beta\lambda T^{9/8}$ (genau wie die Größen c_1, c_2) zwei voneinander unabhängige dimensionslose Verbindungen der Naturkonstanten R, m, V, K, e und der Variabeln λ, T. Es tritt da wieder eine unbekannte Funktion $f'(c_1', c_2')$ auf, über deren Aufbau genau so wenig bekannt ist, wie über die Jeanssche Funktion $f(c_1, c_2)$.

A'. Für alle in Betracht kommenden Fälle verläuft[7] c_1' nahe 10^{-8} und c_2' nahe 10.

B'. Wir stellen die Annahme hin[8]: die unbekannte Funktion $f'(x, y)$ hängt von ihrem ersten Argument x derart ab, daß gilt

$$\lim_{x'=0} f'(x', y') = \varphi'(y')$$

usw. Resultat:

$$\Phi = \lambda^{-4}\, T g'(\lambda T^{9/8}).$$

Die Entgegnung besagt, dieses Resultat komme nur durch einen Irrtum meinerseits zustande. „Was ich vernachlässigen will," sagt Herr Jeans, „ist das Verhältnis $\frac{C^2}{V^2}$. Ich will die vereinfachende Annahme einführen, daß die Elektronengeschwindigkeit klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist." Nun komme bei der Wahl c_1, c_2 dieser Quotient nur in c_1, nicht in c_2 vor. Bei der Wahl c_1', c_2' hingegen komme er auch in c_2' vor. Ich hätte also übersehen[9]), daß bei dem Grenzübergang: $\frac{C^2}{V^2} = 0$ die Größe c_2' im Gegensatz zu c_2 zu Null wird. So würde aus $f'(c_1', c_2')$ hervorgehen $f(o, o)$ und nicht $f'(o, c_2')$, während aus $f(c_1, c_2)$ hervorgehen konnte $f(o, c_2)$. (Vgl. die nähere Ausführung an einem Beispiel in der Entgegnung.)

Ich habe darauf zu erwidern:

Daß das Verhältnis $\frac{C^2}{V^2}$ immer klein wie 10^{-8} ist, wird bei meiner Wahl c_1', c_2' unter A' und D' genau ebenso benutzt, wie bei der Wahl c_1, c_2 unter A und D.

Ein Grenzübergang $\frac{C^2}{V^2} = 0$ aber, ist an keinem einzigen Punkt des Verfahrens zu vollziehen.[10] Dementsprechend liegt keinerlei Irrtum meinerseits vor.

Man sieht: In dem Verfahren gibt es keinen Punkt, demgegenüber die Wahl c_1, c_2 vor der (zur Probe eingeführten) Wahl c_1', c_2' ausgezeichnet wäre. Somit bleibt meine Bemerkung aufrecht, daß das Jeanssche Verfahren in seiner

5) Wenn es im § 5 an dieser Stelle heißt: „indem man zur Grenze übergeht, in der c_1 gleich Null gesetzt wird ....", so erweckt diese abgekürzte Ausdrucksweise leicht den Eindruck, als ob an dieser Stelle des Verfahrens ein Grenzübergang: Quotient aus Elektronengeschwindigkeit durch Lichtgeschwindigkeit $= 0$ eingreift. Die oben durchgeführte, etwas weitläufigere Schreibweise beugt dieser Verwirrung vor. In der Tat handelt es sich hier nur um den Bau der Funktion $f(x,y)$, nämlich um die Frage: Was geschieht, wenn man in der unbekannten Funktion an allen Stellen, an denen die Größe c_1 steht, sie durch die konstante Größe Null ersetzt. $c_1 = m^{-1}V^{-2}RT$ selber bleibt natürlich für das ganze Verfahren nahe 10^{-8} und nirgends kommt in Frage, was wohl alles geschehen würde, wenn $m^{-1}V^{-2}RT$ statt 10^{-8}, Null wäre. (Vgl. dazu Anm. 10.)

6) Eigentlich darf dies noch nicht ohne weiteres gefolgert werden. — Beispiel: Seien $\Gamma(y)$ und $\gamma(y)$ zwei Funktionen von solchem Bau, daß für y nahe 1, $\Gamma(y)$ groß gegen $\gamma(y)$ ist. Sei ferner

$$f(x,y) = \gamma(y) - \frac{\Gamma(y)}{\log x}.$$

Es ist dann zwar $\lim_{x=0} f(x,y) = \gamma(y)$. Aber für x nahe 10^{-8}, y nahe 1 wird der Wert von f noch beliebig stark durch Änderungen von x beeinflußt werden können. — Diese Bemerkung ist hier lediglich der logischen Vollständigkeit halber angeführt. Denn dieser spezielle Punkt ließe sich durch eine etwas andere Formulierung der Annahme B wohl leicht erledigen.

7) Es ist nämlich $c_1' = c_1$ und $c_2' = c_1^{1/8} c_2$.

8) Solange für die analoge Annahme unter B eine physikalische Begründung fehlt, ist die Annahme B genau so willkürlich, wie die Annahme B'. Sollten B und B' einander widersprechen, so kann man a priori nicht wissen, welche von beiden Annahmen unrichtig ist.

9) Vgl. in meiner Bemerkung den Hinweis: „Zur Vorsicht wurde c_2' so gewählt, daß es dieselbe Größenordnung besitzt wie c_2."

10) Vgl. Anm. 5. Sollte ich hier doch Herrn Jeans' Meinung mißverstanden haben, so glaube ich folgende Fragen stellen zu dürfen: 1. Wo greift in seinem Verfahren die Annahme: Elektronengeschwindigkeit durch Lichtgeschwindigkeit $= 0$ (statt 10^{-8}) ein? 2. Wie ist dieser Grenzübergang zu verstehen? Soll dabei die Temperatur zu Null werden — dann würde aber c_2 gerade so zu Null wie c_2'. Oder soll die Lichtgeschwindigkeit ∞ werden? Oder soll die Elektronenmasse $= \infty$ angenommen werden?

vorläufigen Gestalt je nach der Wahl der Verbindungen c_1, c_2 noch zu ganz verschiedenen Resultaten führt und als Ableitung des Verschiebungsgesetzes „in einigen Punkten nicht zwingend zu sein scheint".

III. Ich erlaube mir, noch die Absicht anzugeben, die ich bei der Aufwerfung meiner Frage hatte. Die Gestalt des Verschiebungsgesetzes $\Phi = \lambda^{-4} Tg(\lambda T)$ macht wahrscheinlich, daß in einer vollständigen Theorie der schwarzen Strahlung eine universelle Konstante auftreten wird, die unter Mithilfe der Boltzmann-Maxwellschen Konstanten R und eventuell der Lichtgeschwindigkeit V das Argument λT dimensionslos zu machen hat.[11]) Das dimensionelle Verfahren, das Herr Jeans in der vorliegenden Arbeit einschlägt, führt offenbar zu Spekulationen über den Aufbau dieser universellen Konstanten und zwar würde sich hier die Verbindung Radius mal Energie des Elektrons als bedeutsam erweisen. Nun schien mir, daß die Zuverlässigkeit einer solchen Spekulation vermehrt würde, wenn die rein mathematischen Hypothesen, die unter B und C eingreifen, durch eine physikalische Argumentierung gestützt werden könnten. In der Erwartung einer solchen Ergänzung hatte ich meine Frage Herrn Jeans mitgeteilt und hier vorgebracht.

11) Vgl. Planck, Vorlesg. über Wärmestrahlung, § 149.

Göttingen, Oktober 1906.

(Eingegangen 23. Oktober 1906.)

Über die Schwingungen eines Stabes, der auf einer Flüssigkeitsoberfläche schwimmt.

Von T. Terada.

Die interessante Arbeit über die Schwingungen von Dampfern[1]), welche Herr Dr. S. Yokota in der Maisitzung der Tokyô Mathematico-Physical Society verlesen hat, veranlaßte mich, die vorliegende Untersuchung anzustellen.

Wenn ein auf einer Flüssigkeitsoberfläche vollkommen frei schwimmender Stab in Schwingung versetzt wird, so setzt sich die Bewegungsenergie zusammen aus der dem Stabe an sich zukommenden und der von der erzwungenen Schwingung der Flüssigkeit herrührenden. Die Zunahme der kinetischen Energie erniedrigt die natürliche Tonhöhe in der Luft, während die Zunahme der potentiellen Energie sie erhöht. Nun rührt aber die potentielle Energie der Flüssigkeit von der Verschiebung der Flüssigkeit entgegen der Schwerkraft her und ist infolgedessen sehr klein im Vergleich zu der von der Durchbiegung des Stabes herrührenden, vorausgesetzt, daß der Stab hinlänglich elastisch ist, und daß die Dichte der Flüssigkeit gegenüber der des Stabes nicht sehr groß ist. Die kinetische Energie der Flüssigkeit kann dagegen von einer Größenordnung sein, die mit der des Stabes vergleichbar ist. Für den Fall, daß die Breite oder die Dicke des Stabes nicht gleichförmig ist, kann sich durch das Schwimmen auch die Lage der Knoten ändern, da ja die Rückwirkung der Flüssigkeit an verschiedenen Stellen verschieden sein kann.

1) S. Yokota, Proc. of the Tokyô Math.-Phys. Soc. **3**, 91, 1906.

Herr Dr. Yokota hatte die Freundlichkeit, mir ein aus einem hölzernen Block gefertigtes Modell eines Torpedobootes für meine Versuche zur Verfügung zu stellen. Dessen Länge betrug 1,32 m, die größte Breite 14,5 cm und die Tiefe mittschiffs 9 6 cm. Dieses Modell wurde an zwei ungefähr um ein Viertel seiner Länge von den Endpunkten entfernten Stellen durch eine Unterlage gestützt, welche dick mit Wattepolstern bedeckt war, damit die Unterlage die freien Schwingungen des Modelles möglichst wenig beeinträchtigte. Dann wurde mit einem kleinen hölzernen Hammer, dessen Kopf mit Kautschuk belegt war, leicht an das Modell geklopft. Der auf diese Weise hervorgebrachte Ton ist zwar ziemlich komplizierter Natur und hält nur kurze Zeit an, doch gelang es mir nach einiger Übung, den Grundton und eine Anzahl höherer Teiltöne herauszuhören; diese verglich ich dann mit einer Reihe von Stimmgabeln, um ihre Schwingungszahlen annäherungsweise zu bestimmen. Zur Bestimmung höherer Teiltöne erwiesen sich Helmholtzsche Resonatoren als sehr geeignet.

Ich fand, daß die Schwingungsebene der am meisten hervortretenden Schwingung entweder vertikal oder horizontal in bezug auf die natürliche Lage des Schiffes gerichtet war, und eine dazwischenliegende Art von Schwingungen habe ich nicht beobachtet. Wenn das Modell vertikal angeschlagen wurde, so fehlte die horizontale Schwingung nahezu ganz, und umgekehrt. Um die einer bestimmten Schwingungsweise entsprechenden Knoten zu finden, richtete ich meine Aufmerksamkeit auf den entsprechenden Ton — wenn es sich um Obertöne handelte, unter Benutzung eines geeigneten Resonators — und suchte die Lagen auf, die beim Anschlag die geringste Energie des Tones ergaben. Auf diese Weise konnte ich bis zum zweiten Oberton einschließlich sowohl bei der vertikalen als auch bei der horizontalen Schwingung die Lage der Knoten mit Leichtigkeit bis auf höchstens 1 cm genau bestimmen. Verfügt man über eine Stimmgabel, welche mit einem der natürlichen Töne nahezu in Einklang steht, so kann man die entsprechenden Knoten auch

durch Abtasten der Seiten des Modelles mit dem Stiel der Stimmgabel finden, wie ich dies in einer früheren Mitteilung über den Resonanzkasten[1]) beschrieben habe. Es zeigte sich, daß der von der Unterlage ausgeübte Einfluß ziemlich unbedeutend ist; veränderte man nämlich die Lage der Unterstützungspunkte, so war weder an der Tonhöhe noch an der Lage der Knoten eine merkliche Änderung zu beobachten. Im weiteren Verlaufe der Untersuchung ließ ich dann das Modell in ein kleines Becken von 1,41 m Länge, 0,62 m Breite und 8 cm Tiefe vom Stapel. Der Tiefgang betrug nahezu die Hälfte seiner Dicke. In dieser Lage wurden dann den oben beschriebenen ähnliche Versuche angestellt. In diesem Falle war jedoch der hervorgebrachte Ton von viel kürzerer Dauer und dabei schwächer als in der Luft, und infolgedessen war die Bestimmung nicht so leicht wie im obigen Falle. In den folgenden Tabellen habe ich die Ergebnisse meiner Versuche mit den auf Grund der von Herrn Dr. Yokota für seinen Torpedobootzerstörer gefundenen Ergebnisse berechneten Werten[2]) und den bekannten Ergebnissen für einen gleichförmigen Stab übersichtlich zusammengestellt:

Tabelle I. Vertikale Schwingung.

Anzahl der Knoten	Sekundliche Schwingungsz.		Entfernung der Knoten vom Stern in Bruchteilen der Gesamtlänge			
	in Luft	auf Wasser	Modell in Luft	Modell auf Wasser	Berechnet f. den freien Torpedobootzerstörer	Freier gleichförmiger Stab
2	308	220	0,274	0,255	0,249	0,224
			0,703	0,690	0,742	0,776
3	650	490	0,174	—	0,159	0,132
			0,490	—	0,497	0,500
			0,805	—	0,817	0,868
4	1040	—	0,130	—	0,110	0,094
			0,377	—	0,327	0,357
			0,612	—	0,590	0,643
			0,838	—	0,860	0,906

Tabelle II. Horizontale Schwingung.

Anzahl der Knoten	Sekundliche Schwingungszahl		Entfernung d. Knoten v. Stern in Bruchteilen der Gesamtlänge	
	in Wasser	a. Wasser	in Luft	auf Wasser
2	434	365	0,272	0,276
			0,720	0,755
3	870	775	0,151	0,219
			0,494	0,510
			0,830	0,852
4	1300	—	0,118	—
			0,390	—
			0,680	—
			0.895	—

1) Diese Zeitschr. 7. 602, 1906.
2) Die Zahlen habe ich nach der Figur 2, Tafel II, der Arbeit des Herrn Dr. Yokota berechnet.

Aus diesen Tabellen geht hervor:

1. daß die Schwingungszahlen für die ersten drei Schwingungsarten nahezu harmonisch sind,

2. daß die Schwingungszahl auf Wasser ungefähr 0,8 mal so hoch ist wie in Luft,

3. daß die Knoten bei der horizontalen Schwingung, mit Ausnahme des am weitesten hinten gelegenen, denen bei der vertikalen Schwingung vorauf gehen,

4. daß bei der vertikalen Schwingung die Knoten auf Wasser nach hinten zu verschoben erscheinen, während bei der horizontalen Schwingung das Gegenteil der Fall ist. Herr Dr. Yokota meint, daß die letztgenannte Tatsache sich erklären lasse, wenn man beachtet, daß die Breite des Schiffes in der hinteren Hälfte größer ist als in der vorderen, während für die Tiefe im Wasser das umgekehrte Verhältnis gilt. Da ich diese Erklärung als einleuchtend betrachtete, so machte ich folgenden einfachen Versuch. Ich untersuchte einen langen hölzernen Balken von gleichförmiger Dicke, dessen Breite sich von einem Ende zum andern hin gleichförmig änderte, in ähnlicher Weise wie das Modell. Wenn der Balken flach schwamm, so waren die Knoten merklich gegen das breitere Ende hin verschoben. Einen ähnlichen Einfluß beobachtete ich, wenn ich einen Stab, der am einen Ende tiefer eintauchte als am anderen, horizontal schwingen ließ. Bei gleichförmiger Breite und Tiefe konnte ein derartiger Einfluß nicht beobachtet werden.

Der Einfluß der Tiefe des Beckens scheint sehr gering zu sein, vorausgesetzt, daß der Boden des Balkens oder des Schiffes nicht etwa sehr nahe an dem des Beckens liegt. Andererseits ist der Einfluß des Tiefganges ziemlich beträchtlich; die einer gegebenen Zunahme des Tiefganges entsprechende Abnahme der Schwingungszahl wird kleiner mit zunehmendem Tiefgange, vorausgesetzt, daß der Balken nicht vollständig eintaucht. Außerdem ändert sich der Einfluß des Tiefganges mit der Gestalt des Balkens. Ein erschöpfendes Studium dieser Einflüsse wird ein weites Feld für experimentelle und theoretische Untersuchungen bieten.

Ich könnte noch hinzufügen, daß man, wenn man einen langen schwimmenden Stab horizontal anschlägt, eine schöne Kräuselung der Wasseroberfläche am Bauche der tiefsten Schwingungsart beobachtet; wenn dagegen der Stab vertikal angeschlagen wird, so ist diese Kräuselung kaum zu bemerken. Dieser Umstand scheint eine interessante Bedeutung zu besitzen im Hinblick auf den Versuch von Yarrow[1]), bei welchem die Lage der Knoten durch das Wellenmuster sichtbar gemacht wurde, das sich zur Seite des Schiffes ausbildete, wenn die Maschine lief.

1) Trans. of Inst. Nav. Arch. 1884.

Die mathematische Lösung des Problems erscheint mir ziemlich unzugänglich. Einstweilen will ich folgende einfache Erklärung als rohe Annäherung für den Fall der vertikalen Schwingung geben.

Wir wollen annehmen, die Flüssigkeit sei unendlich tief, und ihre Oberfläche habe eine unendliche Ausdehnung. Die Bewegung mag immerhin irrotatorisch sein. Wir nehmen nun an, die Flüssigkeit werde in solche Schwingungen versetzt, daß das Geschwindigkeitspotential dargestellt werde durch

$$\Phi = Ae^{-kz} \cos mx \cos ny \cos pt, \tag{1}$$

wo als die xy-Ebene die Gleichgewichtsebene der Flüssigkeitsoberfläche und als z-Richtung die Richtung senkrecht nach unten angenommen ist; und zwar sei diese Schwingung dadurch erzeugt, daß man der Flüssigkeitsoberfläche eine zwangsweise Bewegung erteilt habe, welche dargestellt werde durch

$$\zeta = -Ak \cos mx \cos ny \cos pt, \tag{2}$$

wo ζ die vertikale Verschiebung der Oberfläche bedeutet. Dann folgt aus der Kontinuitätsgleichung:

$$k^2 = m^2 + n^2.$$

Betrachten wir andererseits einen langen rechteckigen Stab von der Länge l, der Breite a und der Dicke t, welcher auf der Flüssigkeitsebene in der Art schwimmen möge, daß seine untere Fläche gerade auf der Flüssigkeitsoberfläche liegt, und daß seine Längsrichtung in die Richtung der x-Achse und der Mittelpunkt seiner einen Endfläche in den Koordinatenanfangspunkt fällt. Versetzt man einen solchen Balken in eine erzwungene vertikale Schwingung, welche durch die Gleichung

$$\zeta' = -Ak \cos mx \cos pt \tag{3}$$

dargestellt wird, wo ζ' die vertikale Verschiebung des Stabes bedeutet, so wird die Bewegung der Flüssigkeit in der Nachbarschaft des Stabes der durch die Gleichung (1) dargestellten Bewegung gleichen, vorausgesetzt, daß

$$m = \frac{2\pi}{l}$$

und

$$n = \frac{2\pi}{a}$$

ist. Mit anderen Worten: wir können uns ein begrenztes Gebiet vorstellen von der Beschaffenheit, daß die kinetische Energie der Flussigkeit im Falle (1), über dieses Gebiet integriert, gleich ist der gesamten Energie der Flussigkeit in dem Falle, daß der schwimmende Stab gezwungen wird, sich gemäß der Gleichung (3) zu bewegen. Der Umstand, daß die Abmessungen und die Gestalt des Beckens einen geringen Einfluß haben, scheint darauf hinzuweisen, daß die Ausdehnung dieses Gebietes nicht sehr groß ist im Vergleich mit den Abmessungen des Stabes.

Kehren wir nunmehr zu dem idealen Falle zurück, wie er durch die Gleichung (1) dargestellt wird, so ist die kinetische Energie der Flüssigkeit

$$T' = \frac{1}{2}\varrho' \iiint \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)^2 \right\} dx\,dy\,dz,$$

wo ϱ' die Dichtigkeit der Flüssigkeit bdeutet. In dem tatsächlichen Falle, wo die Länge des Balkens im Vergleich zu seiner Breite sehr groß ist, ist wahrscheinlich die Bewegungsfreiheit am Boden des Balkens viel größer in der Breitenrichtung als in der Längsrichtung. Mit anderen Worten: die tatsächliche Geschwindigkeit in der x-Richtung kann klein sein gegenüber $\frac{\partial \Phi}{\partial x}$.

Wenn wir $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)^2$ vernachlässigen, so wird

$$T' = \frac{1}{2}\varrho' A^2 \iiint e^{-2kz} (n^2 \cos^2 mx \sin^2 ny + k^2 \cos^2 mx \cos^2 ny) \cos^2 pt\, dx\, dy\, dz.$$

Vernachlässigen wir m^2 gegenüber n^2, so erhalten wir

$$k = n$$

und somit:

$$T' = \frac{1}{2}\varrho' A^2 \iiint e^{-2kz} n^2 \cos^2 mx \cos^2 pt\, dx\, dy\, dz.$$

Wir integrieren nach z von 0 bis ∞ und erhalten:

$$T' = \frac{\varrho' A^2 n}{2} \iint \cos^2 mx \cos^2 pt\, dx\, dy.$$

Wir integrieren weiter nach y von $-ea$ bis $+ea$, wo e ein Faktor ist, der für eine gegebene Gestalt des Stabes als konstant betrachtet werden kann, und der T' gleich der gesamten kinetischen Energie für den Fall des schwimmenden Stabes macht. Wir erhalten:

$$T' = \frac{1}{2} e\varrho' A^2 \pi \int_0^l \cos^2 mx \cos^2 pt\, dx.$$

Nun ist die kinetische Energie der Transversalbewegung des Stabes

$$T = \frac{1}{2} \int \varrho\omega \dot{z}^2\, dx,$$

wo ϱ die Dichtigkeit und ω den Querschnitt des Stabes bedeuten. Wird der Balken, für den ϱ und ω konstant sind, gezwungen, in der durch die Gleichung (2) bestimmten Weise zu schwingen, so wird

$$T = \frac{1}{2} A^2 n^2 \varrho\omega \int_0^l \cos^2 mx \cos^2 pt\, dx.$$

Man kann demnach die Wirkung von T' ansehen als äquivalent einer Zunahme von ϱ in

dem Ausdruck für die translatorische kinetische Energie des Stabes in dem Verhältnis

$$1:1+e\frac{\varrho'}{\varrho}\cdot\frac{a^2}{4\pi\omega}$$

oder

$$1:1+\frac{e}{4\pi}\cdot\frac{\varrho'}{\varrho}\cdot\frac{a}{t},$$

da

$$\omega = at$$

ist. Wenn man daher die kinetische Energie der Rotation für den Fall eines sehr dünnen Stabes vernachlässigt, so wird das Verhältnis zwischen der Schwingungszahl in Luft, N_a, und der auf der Flüssigkeit, N_e, durch die Gleichung

$$\frac{N_a}{N_e}=\sqrt{1+\frac{e}{4\pi}\cdot\frac{\varrho'}{\varrho}\cdot\frac{a}{t}}$$

gegeben.

Um zu prüfen, inwieweit das im vorstehenden abgeleitete Ergebnis als eine Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse angesehen werden darf, habe ich mit mehreren hölzernen Balken von verschiedenen Längen und verschiedenen Werten für das Verhältnis $\frac{a}{t}$ Versuche angestellt. Aus diesen wurde der Wert für e nach der obigen Gleichung bestimmt. Ich erhielt die folgenden Ergebnisse:

Tabelle III.

$\frac{\varrho}{\varrho'}$	$\frac{a}{t}$	l	$\frac{e}{4\pi}$
0,50	0,265	51,5	0,48
0,36	0,457	42,0	0,44
0,40	0,600	21,0	0,44
0,67	0,788	49,0	0,36
"	"	30,0	0,46
"	"	18,5	0,39
"	1,27	49,0	0,34
"	"	30,0	0,41
"	"	18,5	0,34
0,40	1,67	21,0	0,33
0,36	2,18	42,0	0,32
0,50	3,78	51,5	0,29

Mittelwert: $\frac{e}{4\pi}$ 0,38,
mithin: $e = 4,77$.

Um andererseits den Einfluß von ϱ und ϱ' in obiger Formel zu untersuchen, untersuchte ich einen hölzernen Stab auf Wasser und auf einer Kochsalzlösung. Aus dem Sinken der Tonhöhe in jedem Falle berechnete ich unter Zugrundelegung der obigen Gleichung die Dichtigkeit der Salzlösung. Ich erhielt bei einer tatsächlichen Dichtigkeit von 1,15 den Wert 1,23. Darauf untersuchte ich einen Eisenstab auf Wasser und auf Quecksilber und erhielt $\varrho' = 14,5$ statt 13,5.

Wenn der Stab teilweise in die Flüssigkeit eintaucht, so kann e als Funktion einerseits des Tiefganges, andererseits von a, t und wahrscheinlich auch von l angesehen werden. Auf Grund einer Reihe von Versuchen fand ich, daß e anfänglich schnell, späterhin dann allmählich mit dem Tiefgange zunimmt. Beispielsweise beträgt sowohl für $a = 1,6$ und $t = 3,5$, als auch für $t = 1,6$ und $a = 3,5$ der Unterschied in der Tonhöhe in den beiden Fällen, daß einmal die untere Seite des Balkens auf der Flüssigkeitsoberfläche ruht und das andere Mal seine obere Seite sich auf gleicher Höhe mit ihr befindet, ungefähr einen Halbton, und der Hauptanteil an diesem Unterschied entfällt auf das Eintauchen der ersten Hälfte.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Ikle.)

(Eingegangen 24. September 1906.)

Über das Radioaktinium.

Von Otto Hahn.

In einer früheren Mitteilung[1]) habe ich bereits einen kurzen Bericht über die Methoden zur Abtrennung und die radioaktiven Eigenschaften eines neuen Produktes im Aktinium gegeben. Ich wählte dafür den Namen Radioaktinium, denn seine Stellung unter den Zerfallsprodukten des Aktiniums ist dieselbe wie die des Radiothoriums in der Thoriumreihe.

Die vorliegende Mitteilung befaßt sich mehr im einzelnen mit den Eigenschaften des Radioaktiniums und bringt die experimentellen und theoretischen Kurven, die auf seine Stellung als Zwischenprodukt zwischen Aktinium und Aktinium X Licht werfen.

I. Darstellung des Radioaktiniums.

Es sei gleich erwähnt, daß die Versuche über Radioaktinium sowohl mit Debierneschem als auch mit Gieselschem Aktinium (Emanium) ausgeführt worden sind. Wiederum, wie in früheren Fällen, konnte ein Unterschied im radioaktiven Verhalten der beiden Präparate nicht beobachtet werden; ein Resultat, das die tatsächliche Identität der radioaktiven Elemente in beiden Produkten nun über jeden Zweifel erhebt.

Sucht man Aktinium, wenn es als das lockere Pulver vorliegt, wie man es beim Glühen erhält, durch Salzsäure in Auflösung zu bringen, so gelingt dies in den meisten Fällen nicht vollständig. Die Lösung ist trübe und ein kleiner Teil bleibt ungelöst; seine Menge hängt von der Stärke und Natur der Säure und von dem verwandten Präparat ab. Dampft man einen kleinen Teil des klaren Filtrats zur Trockne ein und prüft von Zeit zu Zeit im Elektroskop, so

1) Ber. 39, 1605, 1906.

erkennt man, daß die Aktivität während einer recht langen Zeit zunimmt. Die auf diese Weise zuerst erhaltenen Kurven waren nicht sehr regelmäßig; immerhin aber ließen sie einen Unterschied erkennen gegen die Kurven, wie man sie erwarten sollte, wenn die Zunahme der Aktivität nur von der Entstehung von Aktinium X und seiner Zerfallsprodukte herrühren würde.

Andererseits zeigte das Verhalten des ungelösten Teils einen auffallenden Unterschied zu dem Verhalten von Aktinium X oder einem Gemisch von Aktinium und einem Überschuß von Aktinium X.

So blieb in einigen Fällen die Aktivität des Filters, anstatt abzunehmen, eine Zeitlang ungefähr konstant; in anderen Fällen nahm sie sogar tatsächlich zu.

Dies Resultat war sehr überraschend, da ja die Aktivität des Filtrats ebenfalls und zur selben Zeit zunahm.

Alle diese Resultate waren durchaus unerwartet, und eine einwandsfreie Erklärung ließ sich nicht erkennen.

Um nun herauszufinden, ob vielleicht physikalische Einflüsse wie Diffusionserscheinungen, Feuchtigkeit usw. für das oben besprochene anormale Verhalten verantwortlich gemacht werden könnten, wurde eine große Anzahl von Versuchen unternommen, um jene Aktivitätsschwankungen unter verschiedenen Bedingungen und mit auf verschiedene Weise erhaltenen Präparaten zu prüfen.

Als allgemeines Resultat wurde erkannt, daß der in verdünnter Säure nicht gelöste Teil des Aktiniumpräparates ein neues radioaktives Produkt enthielt. War neben diesem ein größerer Teil Aktinium X im ungelösten Teil anwesend, so blieb dessen Aktivität für kurze Zeit nahezu konstant, nahm dann langsam ab und zerfiel schließlich nach einem Exponentialgesetz mit einer Periode von etwa 20 Tagen. War kein Aktinium X im ungelösten Teil, so nahm dessen Aktivität anfangs zu, erreichte nach 2—3 Wochen ein Maximum und zerfiel dann auch schließlich exponential mit einer Periode von 20 Tagen.

Dieses Produkt, dessen Aktivität also nach etwa 20 Tagen auf den halben Wert sinkt, wurde dann später „Radioaktinium" genannt, als seine Stellung in der Aktiniumzerfallsreihe festgelegt war.

Jene erste Darstellungsmethode war keine sehr zufriedenstellende und gab gewöhnlich ein Gemisch der sämtlichen Aktiniumzerfallsprodukte, nur mit einem gewissen Überschuß an Radioaktinium.

In folgendem gebe ich zwei Methoden, die zufriedenstellender arbeiteten, und die gestatteten, ein Radioaktiniumpräparat zu erhalten, das wenigstens nahezu frei von Aktinium und Aktinium X war.

Eine Aktiniumlösung, die zur Erreichung radioaktiven Gleichgewichts mehrere Monate gestanden hatte, wurde wiederholt mit Ammoniak gefällt. Wie Godlewski und Giesel gezeigt haben, bleibt hierbei das Aktinium X in Lösung, während Aktinium sich im Niederschlage findet. Die Ammoniakfällung war mehrere Male zu wiederholen, um die Trennung von Aktinium und Aktinium X so vollständig wie möglich zu machen.

Der Niederschlag wurde dann in verdünnter Salzsäure gelöst, und zu der sauren Lösung ein klein wenig Natriumthiosulfat zugegeben.

Dieses wird von der freien Säure zersetzt und geringe Mengen amorphen Schwefels beginnen sich auszuscheiden. Er setzt sich langsam ab, wird dann abfiltriert und mit seinem Filterchen im Porzellantiegel verbrannt.

Eine geringe Menge fester Substanz bleibt dabei immer zurück, denn mit dem Schwefel werden auch kleine Mengen der seltenen Erden, wie Thorium usw., mit niedergerissen.

Dieser Niederschlag zeigt beträchtliche Aktivität, deren Betrag natürlich von der Menge angewandten Aktiniums abhängt. Die Aktivität nimmt noch zu etwa dem doppelten Wert des anfänglichen zu, geht dann langsam zurück und zerfällt schließlich exponential mit einer Halbwertperiode von ungefähr 20 Tagen.

Eine andere Methode, die mit Erfolg zur Abscheidung des Radioaktiniums benutzt werden kann, habe ich bereits in der Mitteilung: Über den Ionisationsbereich der α-Strahlen des Aktiniums[1]) beschrieben. Zu einer Aktiniumlösung im Gleichgewicht wird Ammoniak nur in solcher Menge zugegeben, daß keine vollständige Fällung erzielt wird. Das Ammoniakfilter wird von neuem gelöst und wieder mit unzureichender Menge Ammoniak gefällt.

Durch mehrmaliges Wiederholen läßt sich auf diese Weise Aktinium X vollständig und Aktinium zum größten Teil in Lösung erhalten, während das Radioaktinium zum großen Teil im Niederschlag sich findet. Letzterer wird ebenso behandelt, wie es weiter oben für den Schwefelniederschlag angegeben ist.

Die eben skizzierten Methoden zur Abscheidung des Radioaktiniums sind noch immer nicht sehr zufriedenstellend. In manchen Fällen gelingt die Trennung sehr schön, in anderen wieder nicht; Aktinium fällt mit aus oder andere Komplikationen treten auf. Die richtigen Bedingungen werden eben nicht immer leicht getroffen; immerhin läßt sich eine Trennung nach obigen Methoden im allgemeinen ohne Schwierigkeit ausführen. Nach einigen Versuchen Levins, die in diesem Institute ausgeführt sind, scheint Radioaktinium auch, wenigstens zu einem ge-

1) Diese Zeitschr. 7, 557, 1906.

wissen Betrag, durch Elektrolyse zu erhalten zu sein.

II. Radioaktive Eigenschaften des Radioaktiniums.

a) Art der Strahlung.

Radioaktinium sendet α-Strahlen aus. In der oben erwähnten Mitteilung[1]) habe ich angegeben, wie man sich eine möglichst dünne Schicht der aktiven Substanz herstellt, die genügend stark aktiv ist, um den Ionisierungsbereich der α-Partikeln in Luft nach der elektrischen Methode zu bestimmen.

Es wurde gezeigt, daß frisch dargestelltes Radioaktinium eine einheitliche Sorte von α-Partikeln ausschleudert, die imstande sind, die Luft unter gewöhnlichen Umständen über eine Entfernung von 4,8 cm zu ionisieren.

Während frisch hergestelltes Radioaktinium eine beträchtliche α-Aktivität zeigt, ist die Wirkung der β-Strahlen[2]) anfangs sehr schwach und rührt wahrscheinlich von der Anwesenheit geringer Mengen von Aktinium B her.

Dies Resultat ist in Übereinstimmung mit den Befunden Levins[3]), die im Rutherfordschen Institut erhalten wurden, daß nämlich von den Produkten des Aktiniums nur das Aktinium B β-Strahlen aussendet.

Ein geringer Betrag von Aktinium-Emanation war ebenfalls in dem frischen Radioaktinium anwesend. Da das Aktinium X der direkte Erzeuger der Emanation ist, so muß der Betrag an Emanation dem Betrag an Aktinium X proportional sein. Wie weiter unten bewiesen werden wird, ist das Aktinium X selbst der direkte Abkömmling von Radioaktinium; es ist deshalb sehr schwer, ein Radioaktiniumpräparat vollständig frei von Aktinium X und der Emanation zu erhalten; aber es gelingt ohne Schwierigkeit, ein Präparat zu bekommen, dessen Emanationskraft nur einen kleinen Bruchteil von dem Wert ausmacht, den das Präparat 3 Wochen später zeigt.

Emanationsvermögen und β-Strahlenaktivität steigen proportional an, da das Aktinium B, das die β-Strahlen aussendet, ein Abkömmling der Emanation ist.

Die α- und besonders die β-Aktivität eines Radioaktiniumpräparates nehmen anfänglich schnell zu, steigen dann langsamer und nähern sich einem Maximum (s. Fig. 1 u. 2 S. 860 u. 861).

Die durch die Wirkung der α-Strahlen herrührende Aktivität erreicht ihr Maximum etwas früher als die von den β-Strahlen herrührende. Später aber nehmen α- und β-Aktivität und Emanationsvermögen in gleicher Weise ab und folgen hierbei einem Exponentialgesetz.

1) Loc. cit.

2) Natürlich ist hier immer nur von den mit großer Geschwindigkeit ausgeschleuderten β-Strahlen die Rede, die die Luft auf große Entfernung zu ionisieren vermögen. Die ganz langsamen β-Strahlen (δ-Strahlen) wurden nicht in das Bereich der Untersuchung gezogen.

3) Diese Zeitschr. 7, 513, 1906.

b) Zerfallsperiode des Radioaktiniums.

Es wurde frühzeitig erkannt, daß die Zerfallszeit des Radioaktiniums nicht die gleiche wie die 10,2 Tage-Periode des Aktiniums X war, sondern daß der Zerfall des Atoms beträchtlich langsamer vonstatten ging. Ganz zu Null zerfiel die Aktivität des Radiaktiniums nie, sondern es blieben einige wenige Prozent einer Restaktivität, die eben bewiesen, daß ganz geringe Mengen Aktinium dem Präparat noch immer beigemengt waren.[1]) Aktiniumpräparate, die eigens mehrmals von Spuren von Radium befreit worden waren, gaben dasselbe Resultat, Radium war also nicht die Ursache der Restaktivität, sondern eben nicht getrenntes Aktinium.

Nach Abzug dieser geringen konstanten Restaktivität ergab sich für den Abfall mit Deutlichkeit ein Exponentialgesetz. Aus mehreren Abfallskurven von Radioaktinium, das auf verschiedene Weise, und zwar sowohl aus Debierneschem wie Gieselschem Aktinium bereitet worden war, wurden für die Zerfallskonstante $\lambda^{(\sec^{-1})}$ die folgenden Werte erhalten:

$$\begin{array}{rl} & 0{,}425 \cdot 10^{-6} \\ & 0{,}413 \cdot 10^{-6} \\ & 0{,}399 \cdot 10^{-6} \\ & 0{,}407 \cdot 10^{-6} \\ & 0{,}412 \cdot 10^{-6} \\ \hline \text{im Mittel} & 0{,}413 \cdot 10^{-6} \end{array}$$

Hieraus ergibt sich für die Zeit, in der Radioaktinium auf den halben Wert zerfallt: $1{,}68 \cdot 10^6$ Sekunden oder 19,5 Tage.

Dieser Wert ist etwas niedriger als der von 20 Tagen, wie ich ihn in meiner ersten Mitteilung angab. Auch die Zahl 19,5 Tage mag noch in geringen Grenzen unkorrekt sein, und weitere Messungen sollen ausgeführt werden, um die Periode mit größerer Genauigkeit zu bestimmen.

Als Beispiel bringt die folgende Tabelle die experimentellen und theoretischen Werte der Aktivität eines zerfallenden Radioaktiniumpräparates, wenn als Halbperiode 19,5 Tage angenommen wird. Die Zahlen beziehen sich nur auf den späteren Teil der Zerfallskurve, wenn also das Radioaktinium schon etwa $1\frac{1}{2}$ Monat alt war, und der Zerfall exponential erfolgte. I. sind durch Abzug einer geringen konstanten Restaktivität korrigierte Werte. In beiden Fällen ist der Wert nach 19,5 Tagen als 50,0 angenommen.

1) Andeutungen für langsame Zerfallsprodukte im aktiven Beschlag des Aktiniums, also etwa Aktinium C und D nicht gefunden.

Tabelle.

Zeit in Tagen	I. beobachtet	II. berechnet
0	98,2	100
5	84,8	83,8
8	77,2	75,1
19,5	50,0	50,0
45	21,2	20,0
62	11,4	11,0
67	9,36	9,25
80	5,85	5,80
89	4,25	4,25
109	2,45	2,10

Man sieht also, daß über eine Zeit von annähernd vier Monaten die beobachteten und berechneten Werte in befriedigender Übereinstimmung sind, ein Beweis, daß der angegebene Wert der Halbperiode von 19,5 Tagen nicht weit vom richtigen Wert entfernt sein kann.

c) Stellung des Radioaktiniums in der Zerfallsreihe des Aktiniums.

Die folgenden Versuche wurden unternommen, um Aufklärung über die Stellung des Radioaktiniums in der Zerfallsreihe des Aktiniums zu erhalten. Das Radioaktinium wurde nach einer der oben beschriebenen Methoden dargestellt und direkt auf dem Filter geprüft. Es zeigte die charakteristischen Änderungen seiner α- und β-Aktivität, also ein schnelles Ansteigen der letzteren und ein gemäßigteres Stärkerwerden der α-Strahlenwirkung. Der Maximalwert wurde nach 2—3 Wochen erreicht.

Kurz nachdem dieser Maximalwert überschritten war, wurde das den Schwefelniederschlag enthaltende Filter in einem Porzellantiegelchen verascht, wobei ein geringer, weißer Rückstand übrig blieb, der wahrscheinlich aus Thoriumoxyd und anderen Oxyden der seltenen Erden bestand. Die nur wenige Milligramm betragende Menge wurde mit starker Salpetersäure behandelt, wobei ein Teil in Lösung ging. Nach dem Verdünnen und Abfiltrieren wurde das Filtrat mit Ammoniak versetzt und einige Zeit stehen gelassen. Eine geringe Spur farbloser Flocken erschien, die zu demselben Filter, das den in Salpetersäure nicht gelösten Teil enthielt, hinzufiltriert wurde. Das Ammoniakfiltrat wurde zur Trockne verdampft, geglüht und im Elektroskop geprüft. Das Filter wurde verbrannt und der geringe Rückstand ebenfalls im Elektroskop gemessen.

Beide Präparate zeigten beträchtliche α-Aktivität, während deutliche β-Wirkung nur von dem Filtrat nachzuweisen war. Das weitere Verhalten der α-Aktivität war nun bei beiden Präparaten ein sehr verschiedenes.

Die Aktivität des Filters nahm in ganz genau derselben Art und Weise zu, wie sie vorher bei dem frisch bereiteten Radioaktiniumpräparat aufgetreten war.

Die Aktivität des Filtrats dagegen nahm beständig ab und folgte hierbei einem Exponentialgesetz mit einer Periode von etwa 11 Tagen. Es unterliegt keinem Zweifel, daß dieses zerfallende Produkt Aktinium X war, für dessen Periode Godlewski die Periode 10,2 Tage fand.

Bei einer Wiederholung der oben beschriebenen Versuche ergab sich, daß das Ammoniakfiltrat mit einer Periode von etwa 12 Tagen zerfiel. Die Abnahme erfolgte gegen Schluß etwas langsamer, ein Zeichen, daß das Produkt zwar der Hauptsache nach aus Aktinium X bestand, daß ihm aber eine geringe Menge Radioaktinium beigemengt war.

Vergleichshalber wurde nun etwas Aktinium X nach dem Godlewski- und Gieselschen Verfahren aus Aktinium selbst bereitet. Wegen der großen Anzahl anderer in Untersuchung befindlicher Präparate konnte auf Vermeidung kleiner Ungenauigkeiten, wie sie von Feuchtigkeit unter anderen Einflüssen auf das Aktinium X herrührten, keine große Sorgfalt verwandt werden.

Die für Aktinium X gefundene Periode war aus diesem Grunde nicht sehr exakt; an Stelle von 10,2 Tagen wurden 11 Tage, ja sogar noch etwas mehr erhalten.

Ich hoffe, bald imstande zu sein, diese Versuche zu wiederholen, und mit größerer Genauigkeit Zerfalls- und Anstiegkurven der Produkte Aktinium, Radioaktinium, Aktinium X nochmals zu bestimmen.

Die Abtrennung von Aktinium X von beträchtlicher Stärke aus zerfallendem Radioaktinium, das ursprünglich fast vollständig frei von Aktinium X gewesen war, zeigt uns mit Klarheit, daß das Aktinium X fortwährend aus dem Radioaktinium entsteht. Bestätigt wird dies noch durch die Tatsache, daß altes Radioaktinium, dem man Aktinium X nach irgendeiner Methode wieder entzieht, sofort wieder an Aktivität zunimmt und sich durchaus so verhält, als ein frisch bereitetes Präparat, natürlich mit schwächerer Gesamtaktivität. Die erneute Zunahme rührt dann wiederum von frisch entstehendem Aktinium X und seinen Zerfallsprodukten her. Wiederum wird ein Maximum erreicht, wenn Radioaktinium mit Aktinium X und seinen Produkten nahezu im Gleichgewicht ist, dann geht es zurück und schließlich haben wir wiederum den exponentialen Zerfall mit der Periode von 19,5 Tagen.

Um noch auf andere Weise die eben dargelegte Stellung des Radioaktiniums zu beweisen, wurden die Ionisierungskurven der α-Partikeln des Radioaktiniums in bestimmten Zeitabschnitten nach seiner Bereitung aufgenommen.

In meiner Mitteilung: Über den Ionisationsbereich der α-Strahlen des Aktiniums (l. c.) habe

ich die Methode angegeben, wie man sich einen äußerst dünnen Filter von Radioaktinium herstellen kann und ich gab auch dort die erhaltenen Kurven wieder.

Der Erfolg war vollständig.

Es zeigte sich, daß unmittelbar nach Bereitung des Präparates die ausgeschleuderten α-Strahlen homogen waren und einen einheitlichen Ionisierungsbereich in Luft von 4,8 cm aufwiesen. Man sah daraus, daß nur ein einziges α-Produkt — nämlich das Radioaktinium — anwesend war.

Später ausgeführte Messungen mit demselben Präparat ließen dann das allmähliche Eintreten neuer Sorten von α-Strahlen erkennen, von deren durchdringendsten ich nachwies[1]), daß sie von Aktinium X herrührten.

Wurde das Aktinium X wieder abgetrennt, so ergaben sich wiederum dieselben allmählichen Veränderungen der Ionisierungskurven wie beim frisch bereiteten Radioaktinium.

d) Vergleich der experimentellen Kurven mit den theoretisch berechneten.

α-Strahlenkurven.

Kennt man die Zerfallskonstante des Radioaktiniums und seine Beziehung zu den übrigen Aktiniumprodukten, so ist es nicht schwer, die Anstieg- und Zerfallskurven dieses Produktes theoretisch zu berechnen, und zwar sowohl für die Wirkung der α- wie für die der β-Strahlen.

Wir müssen zu dem Zwecke in Betracht ziehen, daß Radioaktinium der Erzeuger von Aktinium X ist, das dann seinerseits gradweise in die Emanation, Aktinium A und Aktinium B zerfällt.

Es seien λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten von Radioaktinium und Aktinium X.

Es seien P und Q die Anzahl von Radioaktinium- und Aktinium X-Atomen, die zu einer beliebigen Zeit nach der Herstellung des Radioaktiniums vorhanden sind. Nach der Rutherfordschen Theorie der sukzessiven Umwandlungen[2]) gelten dann die Gleichungen:

$$P = n \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

$$Q = \frac{n \cdot \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}\right),$$

worin n die Anzahl der ursprünglich vorhandenen Radioaktiniumatome vorstellt.

Nun rührt die α-Aktivität des Radioaktiniumpräparats einige Zeit nach seiner Herstellung her von Radioaktinium, Aktinium X, der Emanation und Aktinium B.

Die Halbwertperiode des Aktinium X ist 10,2 Tage, die der Emanation 3,9 Sekunden, des Aktinium A 36 Minuten und des Aktinium B etwa 2 Minuten. Die nach dem Aktinium X kommenden Veränderungen sind also sehr schnelle im Vergleich zur Änderung des Aktinium X selbst; und wir können zum Zwecke der Berechnung, ohne irgendeinen erheblichen Fehler zu begehen, annehmen, daß diese dem Aktinium X folgenden Umwandlungen momentan vor sich gehen. Wir können also die Aktivität dieser letzten Produkte mit der des Aktinium X zusammenfassen.

Nun ist die Aktivität J_t des Präparates (wenn sie durch ihre Ionisation gemessen wird) zu irgendeiner Zeit t proportional dem Betrage der Umwandlung von Radioaktinium und dem von Aktinium X + Begleitern, also

$$J_t = \lambda_1 P + K \cdot \lambda_2 \cdot Q.$$

Hierin bedeutet K eine Konstante; man kann sie ausdrücken als das Verhältnis der Ionisierung, die vom Atomzerfall von Aktinium X und Begleitern (Emanation und Aktinium B) herrührt, zu der, die im Zerfall des Radioaktiniums selbst ihren Ursprung hat.

Bedeutet J_0 die Aktivität des Radioaktiniums unmittelbar nach seiner Herstellung, so haben wir die Gleichung

$$\frac{J_t}{J_0} = \frac{\lambda_1 P + K \cdot \lambda_2 \cdot Q}{n \cdot \lambda_1}$$

$$= e^{-\lambda_1 t} + \frac{K \cdot \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}\right).$$

Diese Gleichung drückt uns also die jeweilige Aktivität des Radioaktiniums zu beliebigen Zeiten t aus, wenn die Aktivität durch die Wirkung der α-Strahlen gemessen wird.

Es bleibt uns nun nur noch übrig, über die Größe von K uns eine Vorstellung zu machen. Würde jedes einzelne der α-Produkte des Aktiniums solche α-Strahlen aussenden, die alle im umgebenden Medium die gleiche Ionisierung zustande brächten, so wäre der Wert von K einfach gleich 3 zu setzen, denn die Ionisierung, die von der Emanation und Aktinium B herrührt, ist ja in der Gleichung mit der von Aktinium X vereint. Eine solche gleich starke Ionisierung von jedem Produkt hat nun aber nicht statt, denn ich habe früher gezeigt, daß die Ionisationsbereiche der Produkte Radioaktinium, Aktinium X, Emanation und Aktinium die Werte haben 4,8, 6,55, 5,8 und 5,50 cm.

Bei einer dünnen Schicht aktiver Substanz würde also die in dem umgebenden Medium hervorgerufene Ionisation der verschiedenen α-Produkte ihrem Durchdringungsbereich annähernd proportional sein. Diese Beziehung wurde in jüngster Zeit für dünne Schichten von Radium durch Boltwood[1]) experimentell bewiesen.

Wenn also die Messungen mit dünnen Schichten Radioaktiniums und unter solchen

1) Loc. cit.

2) Rutherford, Radioactivity, 2. Aufl. S. 332.

1) Boltwood, Americ. Journ. of Science. Juni 1906.

Bedingungen ausgeführt werden, daß die α-Partikeln vollständig zwischen den Platten des Meßgefäßes absorbiert werden, so sollten wir für die Konstante K den Wert erhalten

$$\frac{6{,}55 + 5{,}8 + 5{,}50}{4{,}8} = 3{,}72.$$

Liegt hingegen eine verhältnismäßig dicke Schicht von Radioaktinium vor, so sollte der Wert von K noch größer werden. Dies rührt daher, daß die α-Strahlen mit größerem Durchdringungsbereich nicht nur eine größere Strecke der Luft ionisieren, sondern daß auch diese α-Strahlen noch aus solchen Schichten unterhalb der Oberfläche des Präparats nach außen gelangen, die von den leichter absorbierbaren Strahlengattungen nicht mehr passiert werden können.

Die oben entwickelte Theorie setzt voraus, daß alle die aktiven Produkte vollständig in dem aktiven Präparat verbleiben. In Wirklichkeit dagegen verliert die Oberfläche beständig einen Teil der Emanation durch Diffusion in die Luft. Die Folge davon ist, daß die Aktivität des aus der Emanation entstehenden Produktes Aktinium B in Wirklichkeit geringer ist, als dem theoretischen Wert entspricht, der erreicht würde, wenn gar keine Emanation entwiche.

Für eine dünne Schicht von Radioaktinium sollte man also den Wert von K geringer als 3,72 erwarten und zwar in gewissen Grenzen schwankend, die abhängen von der Emanationskraft des Präparats.

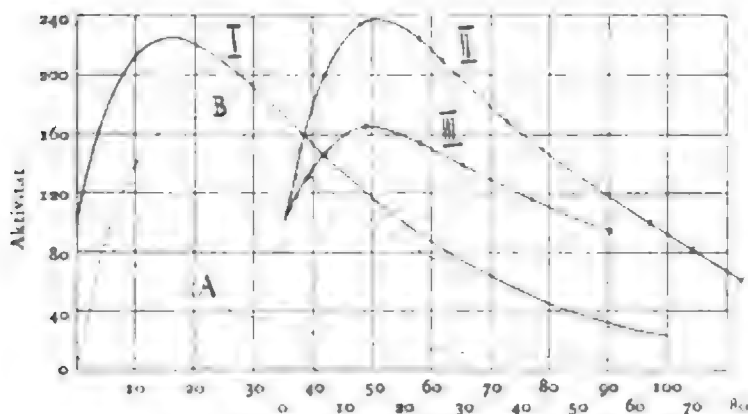


Fig. 1.

Figur 1 Kurve I zeigt die theoretische Kurve, wenn die Konstante $K = 3{,}5$ und die Anfangsaktivität des Radioaktiniums gleich 100 gesetzt ist. Ihre Form stimmt recht gut überein mit der experimentell gefundenen Kurve II, die in gleicher Weise gezeichnet ist. Der Maximalwert der Ordinate der theoretischen Kurve ist ein wenig geringer als der der experimentellen und zeigt uns, daß K in diesem Falle ein klein wenig größer ist als 3,5.

Die theoretische Kurve kann leicht in ihre Komponenten zerlegt werden. Die Exponentialkurve A zeigt die Aktivität vom Radioaktinium selbst zu irgendeiner Zeit; die Differenzkurve B gibt uns dann die Aktivität von Aktinium X und seinen Zerfallsprodukten zu beliebiger Zeit.

Kurve III ist ein weiteres Beispiel einer experimentell gefundenen Kurve. Sie läßt erkennen, daß das Radioaktinium wahrscheinlich etwas Aktinium und Aktinium X enthielt.

Das Maximum der theoretischen Kurve (I) wird nach 17 Tagen erreicht; das der experimentellen (II) nach derselben Zeit. Kurve III zeigt das Maximum schon nach 14 Tagen. Ein solch früheres Eintreten des Maximums ist zu erwarten bei einem jeden Präparat, das ursprünglich schon etwas Aktinium oder Aktinium X enthält. Im letzteren Falle ist nicht nur das Maximum früher, sondern die Zunahme an Aktivität ist ebenfalls geringer. Auch das finden wir aus den experimentellen Kurven wieder, denn die Aktivität in Kurve II nimmt mehr zu als zum Doppelten ihres Anfangswertes, während die der Kurve III nur etwa 1,5 mal stärker wird.

Die α-Strahlenkurven befinden sich also in einer sehr zufriedenstellenden Harmonie mit der Theorie. Die Übereinstimmung von Kurve II mit der theoretischen ist eine besonders gute und zwar über fast den ganzen Bereich der Messungen. Die Aktivität der theoretischen Kurve nimmt schließlich nach einem Exponentialgesetz ab mit der Zerfallsperiode des Radioaktiniums, ein Resultat, das mit den früher in dieser Mitteilung diskutierten Versuchen in voller Übereinstimmung sich befindet.

Die erhaltenen Ergebnisse stimmen also vollständig mit der Auffassung überein, daß das Radioaktinium ein α-Strahlenprodukt mit einer Periode von etwa 19,5 Tagen ist, das sich seinerseits umwandelt in Aktinium X mit einer Periode von 10,2 Tagen.

β-Strahlenkurven.

Radioaktinium sendet nur α-Strahlen aus und Levin[1]) hat gezeigt, daß die Aktivität der β-Strahlen eines beliebigen Aktiniumpräparates nur von Aktinium B herrührt. Ohne großen Fehler können wir den Betrag an Aktinium B proportional setzen dem Betrage des Vorfahren Aktinium X. Nun haben wir oben gesehen, daß die Anzahl der Atome Aktinium X, nämlich Q, zu irgendeiner Zeit durch die Beziehung gegeben ist

$$Q = \frac{n\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

Die β-Strahlenaktivität eines Radioaktiniumpräparates ist also zu jeder beliebigen Zeit proportional dem Werte von Q. Fig. 2 zeigt die

1) Loc. cit.

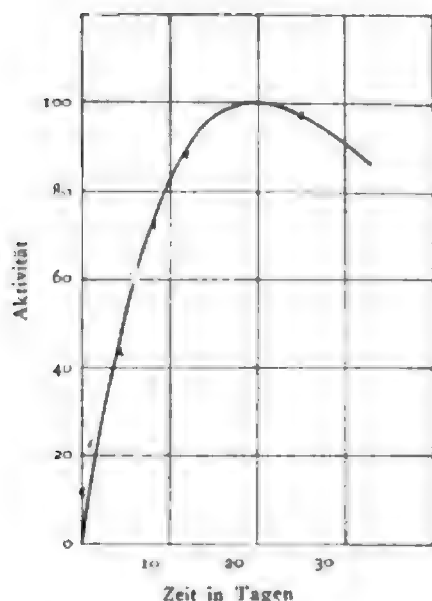


Fig. 2.

theoretische Kurve für das Verhalten der β-Strahlenaktivität von Radioaktinium. Die Aktivität beginnt bei Null, erreicht ein Maximum nach 20 Tagen und zerfallt schließlich exponential mit der Periode des Radioaktiniums, nämlich 19,5 Tagen. Die experimentellen Beobachtungen sind durch kleine Kreuze der Kurve beigezeichnet, und man erkennt, daß sie der allgemeinen Form der Kurve befriedigend folgen.

Die Beobachtungen an diesem besonderen Präparat wurden nicht über 30 Tage hinaus ausgedehnt, da das Präparat dann zu einem der oben beschriebenen chemischen Versuche verwandt wurde. Andere Beobachtungen haben ergänzend gezeigt, daß der Zerfall der Aktivität, von β-Strahlen herrührend, schließlich demselben Exponentialgesetz zu folgen scheint, wie der der α-Strahlen, nämlich mit der Periode von 19,5 Tagen.

e) Beziehung zwischen Radioaktinium und dem Aktinium selbst.

Es ist nun nötig, die Beziehung näher zu betrachten zwischen dem neuen Produkte Radioaktinium und dem Aktinium selbst.

Bis vor ganz kurzem wurde allgemein angenommen, daß das Aktinium der direkte Erzeuger des Aktiniums X sei. Das dazwischen liegende Produkt Radioaktinium war übersehen worden. Man nahm an, daß das Aktinium keine Strahlen aussende, daß man es daher durch Entfernung von Aktinium X nahezu vollständig inaktiv erhalten könne.

Dies ist nun aber nicht der Fall. M. Levin[1]), untersuchte mit großer Genauigkeit die zurückbleibende α- und β-Strahlenaktivität von Aktinium, nachdem Aktinium X vollständig abgetrennt war. Er benutzte dazu die bekannte Ammoniaktrennung und es gelang ihm, durch häufiges Wiederholen des Prozesses die Emanationskraft der Fällung auf etwa $^1/_{1000}$ ihres Anfangswertes herabzudrücken. Die Abtrennung des Aktiniums X war also vollständig; trotzdem war sein Aktinium noch beträchtlich aktiv.

Es zeigte eine α-Strahlenwirkung nicht unter etwa 22—25 Proz. des ursprünglichen Wertes. Levin gibt an, daß die Aktivität von der Gegenwart von Radioaktinium hervorgerufen wird, das eben durch Ammoniak nicht von seiner Muttersubstanz Aktinium getrennt wird. Diese Beobachtungen stehen in vollkommener Übereinstimmung zu meinen eignen Versuchen. Um inaktives Aktinium herzustellen, ist es nötig, das Radioaktinium und das Aktinium X von ihm zu trennen. Eine vollständige derartige Trennung bereitet naturgemäß Schwierigkeiten, besonders, wenn man nicht über große Substanzmengen verfügen kann.

Indessen gelang es, ein Aktinium herzustellen, mit einer Anfangsaktivität von etwa 2,5 Proz. der Maximalstärke. Die zu dem Zwecke der Abtrennung von Radioaktinium und Aktinium X angewandte Methode war die folgende: Eine Aktiniumlösung im Gleichgewicht wurde mehrere Male mit Ammoniak gefällt. Es ist dabei Sorge zu tragen, daß man nicht zu frühe abfiltriert, da zur vollständigen Abscheidung des Aktiniums eine beträchtliche Zeit nötig zu sein scheint.[1])

Nach dieser Methode bleibt das Aktinium X in den Filtraten; Aktinium und Radioaktinium sammelt sich auf dem Filter. Der Inhalt dieses Filters wurde dann in Salzsäure gelöst, die freie Säure durch Ammoniak etwas abgestumpft und zu der noch immer sauren Lösung eine geringe Menge Natriumthiosulfatlösung vorsichtig bei gewöhnlicher Temperatur zugegeben. Der geringe Schwefelniederschlag reißt das Radioaktinium mit sich und Aktinium bleibt in Lösung. Ist das Filtrat noch beträchtlich aktiv, so kann man diesen Prozeß der Abscheidung geringer Mengen Schwefels wiederholen.

Diese Methode arbeitet recht zufriedenstellend.

Um die nicht angenehme Verunreinigung einer Aktiniumlösung mit Natriumsulfit zu vermeiden, kann man die Trennung des Radioaktiniums auch auf eine andere Weise erreichen. Nämlich durch fraktionierte Fällung mit Ammoniak. Der zuerst herauskommende Teil enthält nämlich immer einen Überschuß an Radioaktinium. Aktinium selbst fällt mit den späteren Anteilen. Nach dieser Methode scheint aber eine schnelle und gute Trennung nicht so leicht zu gelingen, als mit Thiosulfat, und eine Fällung

1) Loc. cit.

1) Siehe auch Levin, loc. cit.

mit den letzteren bewirkt oft eine bessere Trennung als viele sorgfältige Ammoniakniederschläge.

Die Aktivität des auf diese Weise erhaltenen Aktiniums ist sehr gering und nimmt auch während der ersten paar Tage nur langsam zu. Dann aber steigt es während etwa eines Monats schneller an und strebt dann allmählich seinem Maximalwert zu, den es praktisch nach etwa 4 Monaten erreicht hat. Die weiter unten folgende Figur 3, Kurve I zeigt diese Verhältnisse graphisch, wo die kleinen Kreuze experimentell gefundene Zahlen vorstellen.

Es ist von Interesse, diese experimentelle Erholungskurve von Aktinium zu vergleichen mit der, die man nach der Theorie erwarten sollte. Wie weiter oben, können wir auch hier, ohne einen beträchtlichen Fehler zu begehen, annehmen, daß die dem Aktinium X folgenden Zerfallsprodukte des Aktiniums momentan entstehen, denn ihre Bildungsgeschwindigkeit ist sehr groß im Verhältnis zu der des Radioaktiniums und Aktinium X. Das Aktinium selbst wiederum verwandelt sich so langsam in Radioaktinium, daß wir annehmen können, es zerfällt während der Dauer unserer Messungen überhaupt nicht, daß also die Bildung von Radioaktinium zu jeder Zeit in gleich starkem Maße erfolgt. Da das Aktinium selbst strahlenlos ist, so ist die Erholungskurve von Aktinium komplementär einer Kurve, die den Zerfall eines Gemisches von Radioaktinium und Aktinium X im radioaktiven Gleichgewicht vorstellt.[1])

Es sei P_0 und Q_0 die Anzahl der Atome Radioaktininium und Aktinium X, wenn diese sich im Gleichgewicht befinden. Es seien λ_1 und λ_2 die den beiden Produkten zugehörigen Zerfallskonstanten. Da radioaktives Gleichgewicht besteht, so ist $\lambda_1 \cdot P_0 = \lambda_2 \cdot Q_0$.

Nun sei $P+Q$ die Anzahl der Atome Radioaktinium und Aktinium X zu irgendeiner Zeit t nach ihrer Trennung vom Aktinium.

Dann ist

$$P = P_0 \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

$$Q = \frac{Q_0}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t}).$$

Die Aktivität $\mathfrak{J}_t$ zu irgendeiner Zeit ist proportional $\lambda_1 P + K \cdot \lambda_2 \cdot Q$, worin wiederum K eine Konstante bedeutet.

Bezeichnen wir mit $\mathfrak{J}_0$ die Anfangsaktivität, so gilt

$$\frac{\mathfrak{J}_t}{\mathfrak{J}_0} = \frac{\lambda_1 P + K\lambda_2 Q}{\lambda_1 P_0 + K \cdot \lambda_2 Q_0} = \frac{\frac{P}{P_0} + \frac{KQ}{Q_0}}{1 + K}.$$

[1]) Für hier und die folgende Erörterung vgl. auch Rutherford, Radioactivity, S. 334—36.

Diesen Werten nun sind die Werte für die Erholungskurve des Aktiniums selbst komplementär, wir haben also

$$\frac{\text{Aktivität zu beliebiger Zeit } t}{\text{Endaktivität}} = 1 - \frac{\mathfrak{J}_t}{\mathfrak{J}_0}$$

$$= 1 - \frac{e^{-\lambda_1 t} + \frac{K}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t})}{1 + K}$$

Wählt man für die Halbwertperioden von Radioaktinium und Aktinium X entsprechend 19,5 Tage und 10,2 Tage und berechnet aus der Gleichung die Werte für beliebige Zeiten, so erhält man Punkte, die auf der Kurve I der Fig. 3 liegen. Die Konstante K ist wiederum

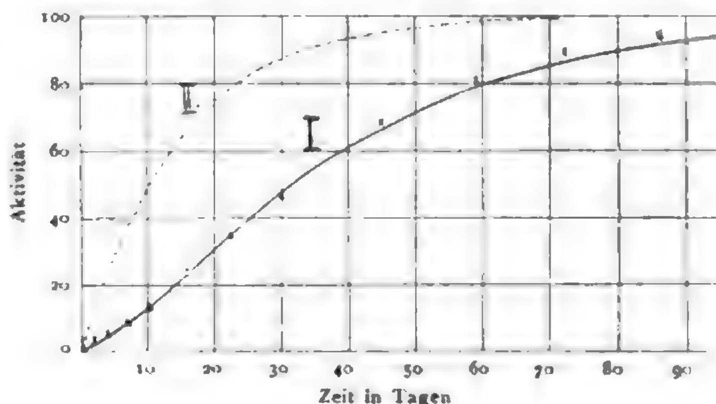


Fig. 3.

wie früher gleich 3,5 gesetzt, die Maximalaktivität gleich 100. Zum Vergleiche mit dieser theoretischen Anstiegskurve des Aktiniums sind die experimentell gefundenen Punkte mit Kreuzen eingezeichnet. Die allgemeine Über einstimmung in der Form ist klar zu erkennen Die theoretische Kurve geht natürlich von Null aus, was in der Praxis nicht ganz zu erreichen ist. Die gefundene Anfangsaktivität beginnt bei 2,4 Proz. Nach einigen Tagen sehen wir die experimentellen Punkte während etwa eines Monats ganz nahe bei den theoretischen liegen, später erheben sich die experimentellen Punkte etwas über die berechneten. Wie schon früher hervorgehoben wurde, ist der Wert der Konstanten K etwas ungewiß innerhalb gewisser Grenzen und schwankt bei den verschiedenen Experimenten.

Ziehen wir dies in Betracht, so ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment vorzüglich.

Zum Vergleich sehen wir in der Figur 3 eine zweite Kurve (II). Sie stellt die theoretische Erholungskurve von Aktinium vor, wenn wir annehmen, daß letzteres das Aktinium X direkt erzeuge, ohne Zwischenglied, wie das vor der Trennung des Radioaktiniums vom Aktinium allgemein angenommen wurde. Der Unterschied zwischen den beiden Kurven ist frappant. Während in Kurve II der halbe Wert der Maximalaktivität nach 10,2 Tagen erreicht ist, zeigt uns

die experimentelle und theoretische Kurve I, daß mehr als 30 Tage nötig sind, um anfänglich inaktives Aktinium auf die Hälfte seines Endwertes zu bringen.

Wir sehen also überzeugend, daß die Erholungskurve des Aktiniums der Zerfallskurve des Aktiniums *X* nicht komplementär ist, sondern daß sie sich genau so verhält, wie man theoretisch erwarten sollte unter der Annahme, daß „Radioaktinium" ein Produkt zwischen Aktinium und Aktinium *X* vorstellt.

III. Andere Eigenschaften des Radioaktiniums.

Es ist nicht möglich, irgendeine bestimmte Erklärung betr. der chemischen Eigenschaften des Radioaktiniums zu machen. Die zu seiner Abtrennung angewandten Methoden sind alle im Prinzip einander sehr ähnlich und können nicht als wahre chemische Reaktionen im gewöhnlichen Sinne angesprochen werden.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß das Bariumsulfat die Eigenschaft besitzt, viele radioaktive Produkte aus ihren Lösungen niederzureißen, und die Methoden zur Trennung des Radioaktiniums scheinen einem ähnlichen Grundsatz zu folgen. Eine befriedigende Erklärung dieser Tatsachen konnte noch nicht gegeben werden, und sie sind sicher höchst bemerkenswert, wenn man sich nur einmal die so außerordentlich große Verdünnung vorstellt, in der manche aktive Substanzen vorliegen und die doch noch niedergerissen werden oder andern Reaktionen folgen. Ist doch mit Ausnahme der sich langsam umwandelnden Strahlenprodukte, wie Uranium, Radium, Polonium, Radiothorium, bei den anderen, Strahlen aussendenden Radioelementen gar nicht daran zu denken, sie in wägbaren Mengen zu erhalten.

Trennungsmethoden, die im Prinzip denen ähnlich sind, wie ich sie weiter oben für die Abscheidung des Radioaktiniums beschrieb, sollten nie als ein Mittel zur Charakterisierung solcher Produkte herangezogen werden und eine jede Art einer Klassifikation, lediglich auf solchen Tatsachen basierend, schließt immer die Möglichkeit starker Irrtümer ein.[1])

Die Eigentümlichkeiten solcher Reaktionen werden klar zur Erscheinung gebracht, wenn man verschieden große Mengen des niederreißenden Mittels zur Anwendung bringt. So wurden z. B. die folgenden Versuche ausgeführt. Zu einer Aktiniumlösung im Gleichgewicht wurde ein gewisser Überschuß von freier Schwefelsäure gegeben; dann die klare Aktiniumlösung in drei Portionen geteilt.

Port. I	wurde mit	0,1 ccm Chlorbaryum gefällt
Port. II	„ „	1,0 „ „ „
Port. III	„ „	etwa 10 ccm „ „

Daraufhin wurden die drei Proben in ganz gleicher Weise weiter behandelt: Um zu bestimmen, wieviel aktive Substanz von dem Baryumsulfat mitgerissen war, war es nicht angängig, die Stärke der Niederschläge selbst zu messen. Denn der Betrag an inaktiver Substanz in ihnen schwankte ja etwa zwischen den Grenzen 1 bis 100, vergleichbare Messungen waren daher so nicht zu machen.

Es wurden daher die Filtrate verwandt. Von diesen war es nicht schwer, je einen dünnen Film aktiver Substanz zu erhalten, indem man einfach das ammoniakalisch gemachte Filtrat eindampfte, glühte und in gleichen Gefäßen die Aktivität maß. Hieraus konnte man dann leicht den Rückschluß auf die Aktivität der Filter machen. Es zeigte sich, daß die Aktivität der geglühten Filtrate sich folgendermaßen einstellte, wenn man die der ersten Portion als 100 annimmt:

Portion	Aktivität
I	100
II	63
III	37.5

Das Resultat zeigt uns also, daß die Filtrate in dem Maße schwächer werden, als mehr Barium in der Lösung gefällt wurde. In diesem besonderen Falle verhielten sich die niedergerissenen Aktivitäten annäherungsweise wie 1 : 2 : 3, für niederreißende Mengen 1 : 10 : 100.

Andere Beobachter haben mit anderen Substanzen ähnliche Beobachtungen gemacht, und wiederum sehen wir deutlich, daß die Reaktion ihrer Natur nach nicht als rein chemische bezeichnet werden kann.

Andere Eigenschaften des Radioaktiniums wurden im einzelnen noch nicht untersucht.

Wie das Radiothorium, so wird auch das Radioaktinium durch die Temperatur eines gewöhnlichen Gebläses nicht verflüchtigt, während dabei Aktinium *A* und *B* in reichlicher Menge weggehen. Höhere Temperaturen mögen eine Trennung des Radioaktiniums vom Aktinium erreichen lassen, doch wurde dieser Punkt noch nicht untersucht.

In der folgenden Tabelle gebe ich eine Zusammenstellung der Produkte des Aktiniums mit ihren Zerfallsperioden und der Art ihrer Strahlung.

1) Vgl. über diese Verhältnisse auch Godlewski, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 3, 134, 1906.

Produkt	Zeit, in der es halb umgewandelt wird	Art der Strahlung
Aktinium	?	strahlenlos
Radioaktinium	19,5 Tage	α-Strahlen
Aktinium X	10,2 „	α-Strahlen
Emanation	3,9 Sek.	α-Strahlen
Aktinium A } aktiver Beschlag	36 Min.	strahlenlos
Aktinium B } aktiver Beschlag	3 „	α-, β- u. γ-Strahlen

Zusammenfassung der Resultate.

Die vorliegende Mitteilung brachte, zusammengefaßt, die folgenden Resultate:

1. Ein neues Produkt, „Radioaktinium" genannt, existiert in der Zerfallsreihe des Aktiniums. Dieses neue Produkt entsteht unmittelbar aus dem Aktinium und bildet seinerseits unmittelbar das Aktinium X.

2. Die Umwandlung von Aktinium in Radioaktinium vollzieht sich strahlenlos.

3. Radioaktinium sendet α-Strahlen aus und zerfällt auf den halben Wert in etwa 19,5 Tagen.

4. Die Methoden, wie sie zur Abscheidung des Radioaktiniums benutzt werden, werfen kein bestimmtes Licht auf seine chemischen Eigenschaften.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikal. Institut der Mc. Gill-Universität ausgeführt, und ich möchte nach meinem Verlassen derselben noch einmal Professor Rutherford meinen Dank sagen, für sein liebenswürdiges Interesse an den Arbeiten und seine stete Hilfsbereitschaft während meines ganzen Aufenthaltes in Montreal.

Berlin, I. chem. Institut der Universität, 20. Okt. 1906.

(Eingegangen 21. Oktober 1906.)

Über die „Inversionstemperatur" der Luft.

Von Otto Lummer.

Noch immer begegnet man der Ansicht[1]), daß die Verflüssigung der Luft in der Lindeschen Maschine nicht eine alleinige Folge der inneren Arbeitsleistung der Luft sei, sondern daß die Abkühlung hervorgerufen werde durch eine äußere Arbeitsleistung.

Die Unrichtigkeit dieser Ansicht scheint mir schon daraus hervorzugehen, daß für Wasserstoff eine „Inversionstemperatur" nachgewiesen worden ist, bei welcher der Joule-Thomsonsche Effekt sein Vorzeichen wechselt. Nach Versuchen von Olszewski[1]) liegt diese Temperatur für Wasserstoff bei -80^0 C, d. h. bei dieser Temperatur ist der Joule-Thomsoneffekt gleich Null und mit der Volumänderung gar keine innere Arbeitsleistung verbunden. Bei -80^0 C kann man also mittels der Lindeschen Maschine keinen flüssigen Wasserstoff erhalten; erst wenn man den Lindeschen Prozeß bei einer Temperatur unter -80^0 C vor sich gehen läßt, wird Wasserstoff flüssig, oberhalb -80^0 verläßt er die Lindesche Maschine mit erhöhter Temperatur. Letzteres könnte unmöglich eintreten, falls beim Lindeschen Prozeß äußere Arbeitsleistung eine Rolle spielte.

Nach den Versuchen von Joule und Thomson besteht für atmosphärische Luft zwischen der Temperaturerniedrigung δt und der Druckerniedrigung δp ausgedrückt in Atmosphären bei der Temperatur t in Celsiusgraden folgende Beziehung:

$$\delta t = 0{,}275\left(\frac{273}{273+t}\right)^2 \delta p, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wobei Joule und Thompson von Zimmertemperatur ausgingen. Demnach kühlt sich die Luft gewöhnlicher Temperatur bei einer Druckerniedrigung ohne äußere Arbeitsleistung pro Atmosphäre um $0{,}275^0$ C ab. Zeigt $\delta t/\delta p$ für Luft einen positiven Wert, so besitzt Wasserstoff einen negativen Wert. Erst für $t = -80^0$ C wird beim Wasserstoff $\delta t/\delta p = 0$ und erst bei noch tieferen Temperaturen verhält sich der Wasserstoff wie Luft von Zimmertemperatur.

Stellen wir uns auf den Boden der kinetischen Gastheorie, so können wir das Verhalten des Wasserstoffs nur dadurch erklären, daß die Moleküle sich oberhalb der Inversionstemperatur abstoßen, unterhalb dieser Temperatur anziehen und bei -80^0 C weder eine anziehende noch abstoßende Kraft aufeinander ausüben. Denn nur wo gegen Kohäsionskräfte der Moleküle eine Arbeitsleistung mit der Volumvermehrung verbunden ist, findet diese bei adiabatischem Vorgang auf Kosten der lebendigen Kraft der Moleküle statt und die Volumvermehrung ist mit einer Temperaturerniedrigung verbunden. Oberhalb -80^0 C erwärmt sich der Wasserstoff bei der Volumvermehrung unter Ausschluß äußerer Arbeitsleistung, also leisten die Molekularkräfte Arbeit, d. h. die Moleküle üben aufeinander keine Kohäsionskräfte, sondern Dispansionskräfte aus, sie stoßen sich ab.

Bekanntlich kam dieser Gegensatz zwischen Luft und Wasserstoff zum Teil schon bei der Abweichung dieser Gase vom Mariotteschen

1) Sie ist erst auf der letzten Naturforscherversammlung zu Stuttgart von Professor Raoul Pictet wieder vertreten worden. (Dort stellte Herr R. P. sogar am Schluß seiner Ausführungen den Antrag, die Prüfung der Frage einer Kommission zu übergeben; doch wurde über diesen Antrag zur Tagesordnung übergegangen. D. Red.)

1) K. Olszewski, „Bestimmung der Inversionstemperatur der Kelvinschen Erscheinung für Wasserstoff". Ann. d. Phys. 7, 818—823, 1902.

Gesetz zutage, insofern in der van der Waalsschen Gleichung:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

die Konstante a für Wasserstoff nahe Null ist, für die Luft dagegen, nach van der Waals, den Wert 0,0028 besitzt; die Konstante a ist aber der Ausdruck für die Kohäsionskraft der Moleküle. Auch ist beim Wasserstoff umgekehrt wie bei Luft der Spannungskoeffizient größer als der Ausdehnungskoeffizient.

Bei der Diskussion des merkwürdigen Verhaltens des Wasserstoffs, die ich kürzlich in Krakau mit Herrn Witkowski pflog, kam mir der Gedanke, ob die abstoßenden Molekularkräfte der Wasserstoffmoleküle bei gewöhnlicher Temperatur nicht der hohen Molekulargeschwindigkeit zuzuschreiben sei, infolge deren beim Zusammenprall der Moleküle eine Ionisation stattfindet und, wenn auch nur für kurze Zeit, Elektronen frei werden. In solchem Falle müßten die positiv geladenen Moleküle oder „Plusionen", wie ich diese zum Unterschied der freien negativen Elektronen nennen möchte, gerade im Momente des Zusammenstoßes elektrische Abstoßung zeigen, welche Kraft der Massenanziehung entgegenwirkt. Bei der Inversionstemperatur würden sich dann beide Kräfte gerade das Gleichgewicht halten.

Diese Annahme scheint mir berechtigt, seitdem man weiß, daß jeder hoch erhitzte Körper Elektronen ausstößt bezw. durch Vermittlung der Gasionisation sich positiv ladet.

Zur Prüfung meiner Hypothese könnte man auf experimentelle Methoden sinnen, indem man die Leitfähigkeit des Wasserstoffgases prüft und so die Existenz der Ionisation bei höheren Temperaturen beweist. Ich beschränke mich vorläufig auf die Mitteilung eines indirekten Beweises, wenn auch nicht für die Richtigkeit, so doch für die Wahrscheinlichkeit obiger Hypothese.

Hängt das abweichende Verhalten des Wasserstoffs von der Luft bei gewöhnlicher Temperatur ab von der ihm eigenen großen Molekulargeschwindigkeit, so muß auch die Luft und jedes andere Gas bei ebenso großer molekularer Geschwindigkeit das gleiche Verhalten zeigen, also z. B. die Luft bei genügend hoher Temperatur einen Inversionspunkt besitzen. Ja man kann die Temperatur dieses Inversionspunktes berechnen, wenn man sie dadurch charakterisiert, daß bei ihr die mittlere molekulare Geschwindigkeit der Luftmoleküle gleich sein soll der mittleren molekularen Geschwindigkeit der Wasserstoffmoleküle bei -80^0 C.

Nach der kinetischen Gastheorie[1]) ist die mittlere molekulare Geschwindigkeit v_t bei t^0 C gegeben durch die Gleichung:

$$v_t = v_0 (1 + at), \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

wo a den Ausdehnungskoeffizienten (1/273) und v_0 die mittlere molekulare Geschwindigkeit bei Null Grad C bedeutet. Nehmen wir für Wasserstoff $v_0 = 1700$ m/sec und für Luft $v_0 = 447$ m/sec und setzen wir für die Inversionstemperatur den Olszewskischen Wert $t = -80^0$ C ein, so erhalten wir für die Inversionstemperatur x der Luft die Beziehung:

$$1700(1 - 80/273) = 447(1 + x/273) \quad . \; . \quad (4)$$

oder

$$x = +460^0 \text{ C},$$

eine Zahl, welche nahe mit demjenigen Werte übereinstimmt, den Witkowski[1]) auf thermodynamischem Wege berechnet hat. Ist J das mechanische Wärmeäquivalent, m die Masse und c_p die spezifische Wärme des Gases bei konstantem Druck, so erhält man ganz allgemein für den Joule-Thomson-Effekt die Gleichung:

$$\delta t / \delta p = \frac{1}{J m c_p}\left(t \frac{dv}{dt} - v\right); \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

für die Inversionstemperatur muß dieser Effekt gleich Null sein, also die Beziehung gelten:

$$t \frac{dv}{dt} = v \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Witkowski[1]) benutzt diese Beziehung und erhält unter Benutzung der van der Waalsschen Gleichung und der Werte $a = 0{,}002812$ und $b = 0{,}001976$ für die Inversionstemperatur der Luft den Wert:

$$t = +500^0 \text{ C}.$$

Legt man eine von Rose-Innes[2]) gegebene empirische Formel für den Joule-Thomson-Effekt zugrunde, so erhält man nach Witkowski für die Inversionstemperatur der Luft nur $t = +360^0$ C; der von mir auf Grund der oben dargelegten Hypothese berechnete Wert $t = +460^0$ C liegt also zwischen den beiden einzigen bisher berechneten Werten. Gleichwohl könnte auch dies auf einem Zufall beruhen und es bedarf daher erst weiterer Berechnungen für andere Gase oder experimenteller Bestätigungen, ehe die von mir gegebene Erklärung für die abstoßenden Molekulärkräfte als richtig anzusehen ist.

1) Vergl. O. E. Meyer, „Die kinetische Theorie der Gase". I. Aufl., 1877, S. 47, Breslau, Maruschke & Berendt.

1) A. W. Witkowski, „Sur le refroidissement de l'air par détente irréversible". Bulletin Intern. de l'Acad. d. scienc. de Cracovie. C. R. des séances de l'année 1898. Juillet S. 292.

2) Rose-Innes, Phil. Mag. (5) 45, 228, 1898.

Breslau, 25. Oktober 1906. Physikalischss Institut.

(Eingegangen 27. Oktober 1906.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 78. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU STUTTGART.

P. Drude † (Berlin), Über elektrische Schwingungen. Fragment eines Referats für die 78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart, mit Frau Professor Drudes Genehmigung auf Grund des wissenschaftlichen Nachlasses mit einigen Zusätzen versehen und am 17. September 1906 in der Sitzung der physikalischen Abteilung vorgetragen von F. Kiebitz.[1])

Der Aufforderung, über meine in den letzten Jahren ausgeführten Arbeiten über elektrische Schwingungen zu referieren, komme ich nur zaghaft mit dem Bewußtsein nach, daß dadurch nur ein minimaler Ausschnitt behandelt wird aus dem jetzt von soviel Forschern mit Erfolg bearbeiteten Gebiete, doch sollte es ja meine Aufgabe nicht sein, über letztere allgemeiner zusammenfassend zu referieren.

Die elektrischen Schwingungen finden ihre Anwendung ja nicht nur für die Funkentelegraphie, sondern auch für rein wissenschaftliche Fragen, wie Messung der Dielektrizitätskonstante, der Dispersion, der Absorption. Über Resultate in letzterer Hinsicht ist vor fünf Jahren von Prof. Lecher auf der Versammlung in Hamburg referiert worden. Sodann habe ich zwei Jahre später auf der Kasseler Versammlung einige Meßapparate demonstriert[2]), nämlich einerseits einen Periodenmesser, bei dem durch variable Selbstinduktion Resonanz hergestellt wird[3]); andererseits zeigte ich einige Veränderungen an dem von mir konstruierten Apparate zur Messung der Dielektrizitätskonstante und elektrischen Absorption kleiner Substanzmengen.[4]) Durch Speisung der Funkenstrecke mit einem kleinen Teslatransformator erhält man viel intensivere und gleichmäßigere gute Wirkungen, als wenn man die aktive Funkenstrecke durch einen Induktor direkt speist, weil bei kurzen Wellen es dann auf seine speziellen Eigenschaften ankommt, ob gute aktive Funken entstehen.

Ferner kann man noch präzisere Resultate erhalten, wenn man die bei diesem Apparate von mir ursprünglich angewandte elektrische Koppelung zwischen Erregersystem und Resonanzmeßsystem ersetzt durch magnetische Koppelung, wie sie bei den Messungen von W. Schmidt[1]) über Dielektrizitätskonstanten von Kristallen angewandt ist. Aus den von W. Schmidt erhaltenen Resultaten möchte ich hervorheben, daß bei den chemischen Elementen die Maxwellsche Beziehung $\varepsilon = n_\infty^2$ allgemein erfüllt zu sein scheint oder daß wenigstens die Differenz zwischen beiden Zahlen verhältnismäßig klein ist, daß also bei chemischen Elementen ultrarote Absorptionsgebiete nicht vorhanden sind oder wenigstens keinen merkbaren Einfluß auf den Dispersionsverlauf haben. Aber die Untersuchung muß sowohl in optischer, wie in elektrischer Hinsicht noch bei mehr Substanzen angestellt bzw. wiederholt werden, bevor man dies als ein universelles Gesetz aussprechen kann.

Mit diesem von W. Schmidt benutzten Apparate hat dann E. Kohl Messungen über die Dielektrizitätskonstanten fester Salze angestellt, um zu prüfen, ob sich dieselbe additiv aus der chemischen Zusammensetzung berechnen ließe. Dies ist indessen nicht der Fall. Die Resultate sind noch nicht publiziert.

Die Arbeit[2]), die ich zur Ermittelung von Drahtspulen angestellt habe, befolgt zunächst den Zweck, die Konstruktion von Teslatransformatoren zu ermöglichen durch Vorausberechnung, d. h. ohne daß man lediglich auf Ausprobieren der richtigen Teslaspule oder Primärkapazität angewiesen ist. Die Methode ist dabei die, daß die Spule magnetisch sehr lose gekoppelt wird mit einem Primärkreis, dessen Kapazität mikrometrisch variabel ist, und der auf Wellenlängen geeicht ist. Der Primärkreis wird auf Resonanz mit der Spule eingestellt, was an dem maximalen Leuchten einer in der Nähe des Spulenendes aufgestellten Warburgröhre erkannt wurde. Ich habe dort Tabellen und Kurven gegeben, aus denen man die Eigenwellenlänge der Spule aus ihren Dimensionen und ihrer Wickelungsart ablesen kann. Auch die Oberschwingungen einer Spule habe ich gemessen und konstatiert, daß sie nicht harmonisch zur Grundschwingung sind. Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß die einzelnen Abteilungen einer Oberschwingung einer Spule gegenseitig magnetisch gekoppelt sind. — Bei dieser Arbeit habe ich auch gefunden, daß bei kurzen Solenoiden die Stefansche Formel zur Berechnung ihrer Selbstinduktion versagt, und habe dann auf Grund

1) Zusatz: Das Fragment ist ein vor mehreren Monaten niedergeschriebener Entwurf; es ist nicht gewiß, ob er in allen Punkten Drudes letzte Auffassungen in abgeschlossener Form darstellt. Doch dürfte er zum mindesten als Übersicht über seine Arbeiten und Resultate auf dem Gebiete elektrischer Schwingungen von großem Werte sein.

2) Diese Zeitschrift **4**, 734, 1903.

3) Ann. d. Phys. (4) **9**, 611, 1902.

4) Ann. d. Phys. (4) **8**, 336, 1902. — Zeitschr. f. phys. Chem. **40**, 635, 1905.

1) W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **9**, 923, 1902. **11**, 114, 1903.

2) Ann. d. Phys. (4) **9**, 293, 590, 1902.

meiner Messungen mit schnellen Schwingungen (die Selbstinduktion L wurde aus der Formel $\lambda = 2\pi\sqrt{LC}$ gefunden bei gemessenem λ und C, wo λ Wellenlänge, C Kapazität des Resonanzkreises bedeutet) eine korrigierte Formel dafür aufgestellt. Später hat Straßer[1]) eine Formel dafür theoretisch aufgestellt und sie experimentell bei langsamen Schwingungen (Induktorium und Telephon) verifiziert. Seine Formel ergibt, wenn man sie auf die von mir benutzten Solenoide anwendet, sehr gute Übereinstimmung mit meinen Messungen (bei kleineren Selbstinduktionen etwas über 1 Proz., bei größeren Selbstinduktionen unter 1 Proz. Abweichung), was beweist, daß man durch die Resonanzmethode bei schnellen Schwingungen auch Selbstinduktionen (oder Kapazitäten) sehr exakt messen kann.

Wenn man nun auch durch die Kenntnis der Eigenwellenlänge der gewählten Teslaspule die Dimensionen und Kapazität des erregenden Primärkreises im voraus berechnen kann, so ist noch die Frage zu erledigen, bei welcher Dimensionierung der Teslaspule man beste Wirksamkeit derselben erhält, d. h. größte Potentialamplitude an ihren Enden. Die Antwort auf diese Frage[2]) hängt etwas von dem Verhältnis v ab, in welchem der Radius des Primärkreises zum Radius der Teslaspule steht. Je kleiner dasselbe ist, um so kleiner ist das beste Verhältnis von Höhe h der Teslaspule zu ihrem Durchmesser $2r$, z. B. für $v = 2$ ist das beste Verhältnis $h/2r = 2{,}6$, für $v = 1{,}25$ dagegen $h/2r = 2{,}2$. In der zitierten Arbeit habe ich Formeln angegeben, aus denen man die Dimensionen der Teslaspule auch aus der angewandten Primärkapazität und dem Radius des Primärkreises berechnen kann. Diese Resultate verschieben sich bedeutend, wenn der Teslatransformator nicht mit freien Spulenenden benutzt werden soll, sondern wenn diese zur Speisung einer Funkenstrecke dienen sollen. Falls diese kräftig ist, so müssen die Spulenenden noch merklichen Strom und nicht nur Spannung haben, d. h. die Enden der Teslaspule sind keine Stromknoten mehr, und ihre Schwingungsdauer muß, analog wie wenn man Kapazität an die Spulenenden legt, bedeutend vergrößert werden. Daher muß die Schwingungsdauer des Primärkreises wesentlich größer sein, als die Schwingungsdauer der Teslaspule mit freien, offenen Enden. So habe ich z. B. für diese Zwecke einen Transformator brauchbar gefunden, bei dem die Eigenwellenlänge der Teslaspule bei freien Enden 72 m betrug, während die des Primärkreises 114 m war. Praktisch wird man also so verfahren, daß man die Kapazität des Primärkreises, falls der Teslatransformator zur Funkenspeisung verwendet werden soll, mindestens doppelt so groß (höchstens vielleicht dreimal so groß) wählt, als wenn der Transformator an den offenen Enden möglichst hohes Potential entwickeln soll und Resonanz zwischen der Spule (mit offenen Enden) und dem Primärkreis besteht.

Das Maximumpotential am Teslapol bei Resonanz und freien Enden ist nach meiner Berechnung proportional zur dritten Wurzel aus dem Verhältnis der Primärkapazität C_1 zu der Ganghöhe g der Teslaspule. Letztere wird daher möglichst klein zu wählen sein, aber es ist sehr bald eine Grenze wegen sonst mangelnder Isolation gesetzt. Die Primärkapazität C_1 muß möglichst groß sein, daher die Selbstinduktion L_1 des Primärkreises, da $C_1 L_1$ durch die Eigenperiode der Spule bestimmt ist, möglichst klein. Der Primärkreis soll daher nur aus einer einzigen Windung bestehen. Praktisch kann man diese Forderung oft deshalb nicht erfüllen, weil dann, um Resonanz mit der Spule zu ermöglichen, oft eine so große Kapazität C_1 erforderlich ist, daß die zur Verfügung stehenden Induktorien zu schwach zur Speisung einer kräftigen Funkenstrecke sind. Zwar könnte man ja von vornherein die Dimensionierung der Teslaspule so klein wählen, daß man mit kleinem C_1 auskommt, sehr kleine Teslaspulen sind aber zu kapazitätsempfindlich, d. h. lassen in ihrer Wirksamkeit zu stark nach, sobald die Spulenenden mit Kapazität verbunden werden. Daher ist es mehr zu empfehlen, die Spule nicht zu klein zu dimensionieren und zur Herstellung der Resonanz, wenn man sie mit einer Primärwindung praktisch nicht erreichen kann, mehrere (bis vier etwa) Primärwindungen zu verwenden. Die Wirksamkeit des Transformators läßt dadurch, da sie proportional zu $\sqrt[3]{C_1 : g}$ ist, nicht bedeutend nach, z. B. ist sie bei vier Primärwindungen etwas über die Hälfte nur vermindert.

Hinsichtlich der Abhängigkeit der Teslawirkung vom magnetischen Koppelungsgrad k[1]) zwischen Spule und Primärkreis habe ich theoretisch ein Maximum für $k = 0{,}6$ abgeleitet[2]), jedoch ist bei nicht zu starken Dämpfungen die Steigerung der Wirkung von $k = 0{,}3$ bis $k = 0{,}6$ unbedeutend. Zenneck[3]) hat experimentell je nach der Dämpfung eine geringe Zunahme oder Abnahme der Maximalamplitude

1) B. Straßer, Ann. d. Phys. (4) 17, 763, 1905.
2) Ann. d. Phys. (4) 16, 116, 1905.

1) k ist durch die Gleichung $k = \frac{\lambda^2 - \lambda'^2}{\lambda^2 + \lambda'^2}$ definiert, wobei λ und λ' die beiden im Teslatransformator bestehenden Wellenlängen sind, welche sich durch die magnetische Koppelung aus der einen gemeinsamen Wellenlänge des Primärkreises bzw. der Spule gebildet haben.
2) Ann. d. Phys. (4) 18, 544, 1904.
3) J. Zenneck, diese Zeitschr. 6, 199, 1905.

im Intervall $k = 0{,}3$ bis $0{,}6$ gefunden. Die Differenz zwischen Beobachtung und Theorie erklärt sich vielleicht, wie Zenneck meint, dadurch, daß ich vorausgesetzt habe, daß die Dämpfung des Primärkreises während des ganzen Ablaufes der Schwingungen konstant und von der Koppelung unabhängig ist. Ersteres trifft nach einer Arbeit von Zenneck[1]) nicht zu, letzteres ist noch nicht geprüft. Jedenfalls braucht man praktisch nicht über die Koppelung $k = 0{,}3$ hinauszugehen, wenn wenigstens die Summe des primären und sekundären Dämpfungsdekrements nicht größer als $0{,}5$ ist. Diese Koppelung $k = 0{,}3$ wird etwa für das Verhältnis $v = r_1 : r = 1{,}7$ des Radius des Primärkreises zu dem der Teslaspule erreicht, falls das Verhältnis $h : 2r$ der Spule etwa dem günstigsten Werte 2,2 bis 2,6 entspricht.

Die für den Teslatransformator gewonnenen Resultate haben auch Bedeutung für die drahtlose Telegraphie, denn das Braunsche System der induktiven Erregung ist ein Teslatransformator, bei dem die Spule aber nicht frei endigt, sondern die Antenne bzw. Gegenkapazität trägt. Das Resultat, daß man mit der Koppelung $k = 0{,}3$ bis $k = 0{,}6$ die kräftigsten Wirkungen erzielen wird, wird auch hier gelten. In der zitierten Arbeit[2]) habe ich auch Fälle betrachtet, bei denen ein lose gekoppelter Empfänger und ein stark gekoppelter Sender benutzt werden. Dann kann für letzteren eine sehr starke Koppelung, die größer als $k = 0{,}6$ ist, günstig sein. Die Eigenperiode des Empfängers muß dann aber $\sqrt{2}$ mal so groß sein, als die Eigenperiode der beiden (ungekoppelten) Schwingungskreise des Senders.

Praktisch wird dieser Fall aber weniger von Bedeutung sein, als der, daß möglichst identisch gebaute Sender und Empfänger benutzt werden. Dann habe ich in jener Arbeit berechnet, daß die Intensität im Empfänger durch eine analoge Formel von den Abmessungen des Primärkreises des Senders abhängt, wie die Intensität des Sekundärkreises des Senders, d. h. das Problem, welches mit vier Schwingungskreisen zu rechnen hat, ist auf das einfachere nur zweier gekoppelter Kreise reduziert.

Wenn es sich darum handelt, möglichst scharfe Resonanz zwischen Sender und Empfänger zu erhalten, so muß nicht nur die Koppelung in beiden Apparaten lose sein, sondern man wählt dann auch im Empfänger zweckmäßiger einen auf den Integraleffekt ansprechenden Indikator, als einen auf Maximalamplitude reagierenden. Daher ist der Kohärer zweckmäßiger zu ersetzen durch Bolometer oder Thermoelement oder (vielleicht, Magnetdetektor.[1]) Da letztere auf Strom und nicht auf Spannung ansprechen, so kann man dann auch völlige Identität im Bau des Senders und des Empfängers erreichen, und es braucht nicht, wie jetzt bei Anwendung des Kohärers, die im Empfänger mit dem Kohärer verbundene Spule auf hohe Spannung zu transformieren, während der analoge Primärkreis auf große Stromstärke gebaut ist.

Die Messung der Dämpfung eines Schwingungskreises, eine für die Praxis der drahtlosen Telegraphie und für rein wissenschaftliche Zwecke sehr wichtige Aufgabe, ist nach Bjerkneß[2]) durch Aufnahme einer Resonanzkurve möglich. Bjerkneß betrachtet dabei wesentlich den Integraleffekt im Empfänger. Da die Methode direkt nur die Summe der Dekremente der beiden schwach miteinander gekoppelten Systeme liefert, so sind zur Ermittelung der einzelnen Dekremente noch Hilfsbeobachtungen nötig, z. B. Aufnahme der Resonanzkurve bei berechenbarer Vergrößerung des Dekrementes im Empfänger durch eingeschalteten Widerstand. In der zitierten Arbeit[3]) habe ich gezeigt, daß man die Dekremente einzeln auch dadurch erhalten könnte, daß man die Resonanzkurve des Integraleffektes kombiniert mit der Resonanzkurve des Maximaleffektes. Indes macht die Messung des letzteren bei schnellem Wechseln Schwierigkeiten und daher ist dieser Weg weniger bequem und exakt, als wenn man nur den Integraleffekt benutzt. Falls man als Empfangskreis einen nahezu geschlossenen Kondensatorkreis benutzt, so kann man sein Dekrement aus seinem Widerstand[4]) und seinen Dimensionen berechnen, da keine Strahlungsdämpfung besteht. Daher ergibt sich denn aus der Resonanzkurve die Dämpfung des Erregerkreises allein. Auf diesem Wege habe ich die Dekremente bei mannigfach variierten Erregerkreisen mit Funkenstrecken gemessen.[5]) Da dieselben nahezu geschlossen waren, so wird das Dekrement praktisch nur durch die Funkenstrecke herbeigeführt. Es ergab sich, daß es für jeden Kondensatorkreis einen gewissen Bereich von Funkenlängen gibt, welcher minimales Dekrement ergibt, das kaum merklich von der Funkenlänge abhängt und das bei allen Schwingungskreisen auch bei sehr verschiedener Kapa-

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) **13**, 822, 1904.
2) Ann. d. Phys. (4) **13**, 550, 1904.

1) Zusatz: Die Anführung des Magnetdetektors als eines eventuell integrierenden Instrumentes läßt vermuten, daß Drude Versuche plante, ihn zu einem solchen umzugestalten; in seiner bisherigen Form war er es nicht. Aus seinem Nachlaß lassen sich leider Versuche nach dieser Richtung nicht entnehmen.
2) V. Bjerkneß, Wied. Ann. **44**, 85, 1891; **55**, 121, 1895.
3) Ann. d. Phys. (4) **13**, 533, 1904.
4) Dabei sind auch die Rayleighschen Formeln eventuell zu berücksichtigen, nach denen der Widerstand für schnelle Schwingungen wesentlich höher sein kann, als für konstanten Strom.
5) Ann. d. Phys. (4), **15**, 709, 1904.

zität und Selbstinduktion annähernd auf denselben Wert gebracht werden kann (etwa 0,05 bis 0,08 Zinkfunken, falls der Kondensator keine Hysteresis oder Büschelentladungen hat.[1])) Wesentlich ist dabei, daß die Speiseleitungen der Funkenstrecke möglichst nahe an die Funken selbst herangerückt werden, sonst wird das Dekrement größer, weil dann die Schwingungen auch auf die Speiseleitungen übergehen. Der Integraleffekt hängt von der Funkenlänge viel mehr ab, als das Dekrement, weil mit der Funkenlänge zugleich die Anzahl der Partialentladungen variiert. Da diese mit Verkleinerung der Funken zunimmt, so erhält man größte Integraleffekte bei verhältnismäßig kleinen Funkenstrecken.

Die Ermittelung des Dekrementes aus der Resonanzkurve nimmt Bjerkneß durch eine geometrische Konstruktion vor. Ich benutzte[2]), ebenso wie Zenneck[3]), eine Formel, die viel bequemer und schneller zum Ziele führt. Sie lautet:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \pi \cdot \frac{\delta a_m}{a_m} \sqrt{\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_m - \mathfrak{J}}} \quad \ldots \ldots (1)$$

Darin sind γ_1 und γ_2 die Dekremente der beiden Schwingungskreise, $\mathfrak{J}_m$ ist der im Resonanzfalle (Einstellung a_m) gemessene Integraleffekt, $\mathfrak{J}$ der nach der Verschiebung δa_m beobachtete. Ich erwähne das hier, weil diese Formel bei den jetzt von vielen Beobachtern vorgenommenen Dämpfungsmessungen benutzt werden wird.

Nach der genannten Methode habe ich von Herrn Noda[4]) die Funkendämpfung untersuchen lassen für den Fall, daß ein Kondensator dem Funken parallel geschalten wurde durch Zuleitungen, welche so nahe an die Funkenstrecke herangerückt waren, daß dieser Zusatzkondensatorkreis nur minimal galvanisch gekoppelt war mit dem eigentlichen Primärkondensatorkreis, dessen Periode also durch den Zusatzkreis nicht beeinflußt werden sollte. Noda hat eine zum Teil sehr starke Verkleinerung des Dekrementes durch den Zusatzkreis erhalten, jedoch bedürfen seine Resultate noch weiterer Bestätigung.

Ferner lasse ich jetzt den Einfluß der Temperatur auf die Funkendämpfung untersuchen.

In Zusammenhang hiermit steht auch eine noch nicht abgeschlossene Arbeit, die ich über

1) Ähnliche Resultate hat auch G. Rempp, Ann. d. Phys. (4) 17, 627, 1905 erhalten. Seine Methode war ganz ähnlich der meinigen, nur hat er das Dekrement des Empfangskreises nicht berechnet, sondern nach Bjerkneß' Methode mehrere Resonanzkurven mit Zusatzwiderständen aufgenommen.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 15, 716, 1904, Formel (7).

3) J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie S. 595, Formel (7), Stuttgart 1905.

4) P. Noda, Ann. d. Phys. (4) 19, 715, 1906.

die Strahlungsdämpfung geradliniger Erreger habe ausführen lassen:

Ein geschlossener Kondensatorkreis mit meßbar variabler Kapazität induzirt in loser Koppelung α) einen geschlossenen Sekundärkreis, β) einen geradlinigen Sekundärkreis. In beiden Fällen wird der Integraleffekt im Sekundärkreis durch ein Thermoelement beobachtet und eine Resonanzkurve durch Variation des Primärkondensators aufgenommen. Die Beobachtung α) mit geschlossenem Sekundärkreis dient dazu, um die Funkendämpfung des Primärkreises zu eliminieren. Es hat sich herausgestellt, daß die Strahlungsdämpfung durch metallische Leitungen an den Zimmerwänden stark beeinflußt zu werden scheint und im allgemeinen kleiner wird, so daß eine einwandfreie Messung und ein Vergleich mit Abrahams Formeln wohl nur bei Versuchen im Freien möglich ist. Schon früher hat Kiebitz[1]) festgestellt, daß das Dekrement eines geradlinigen Erregers im Zimmer kleiner als der theoretische Wert ist. Immerhin kann man durch Experimente im Zimmer finden, in welcher Weise die Annäherung von Leitern die Strahlungsdämpfung beeinflußt. Genauere Details der Resultate kann ich leider noch nicht angeben.

Bei den gekoppelten Systemen der drahtlosen Telegraphie ist das eine Schwingungssystem eine Spule mit Antenne und balancierender Gegenkapazität. Um die Vorausberechnung der Abstimmung dieser Systeme mit dem Kondensatorkreis sowie zwischen Sender und Empfänger zu ermöglichen, habe ich auf Grund systematischer Versuche eine Formel dafür aufgestellt.[2]) Bezeichnet man nämlich die Antennenlänge mit l, die Eigenwellenlänge der Spule mit λ_0, die Wellenlänge des ganzen Systems (Spule und Antenne) mit λ, so berechnet sich für eine Spule mit zwei gleichen Antennen der Länge l oder mit einer Antenne und äquivalenter Gegenkapazität die Eigenwellenlänge λ des Systems aus der Gleichung:

$$\operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} = \beta, \quad \ldots (2)$$

wobei β ein Koeffizient ist, welcher von der Windungszahl n der Spule, der Spulenhöhe h, dem Spulendurchmesser $2r$, dem Radius ϱ des Antennendrahtes nach der Relation abhängt.

$$\beta = \log l/\varrho \cdot \frac{f}{n} \sqrt{h/2r} \cdot \varphi\,(h/2r) \quad \ldots (3)$$

f ist dabei eine für die Spule charakteristische Konstante, die gleich ist dem Verhältnis der halben Eigenwellenlänge $\frac{1}{2}\lambda_0$ der freien Spule zu der Spulendrahtlänge l':

$$f = \tfrac{1}{2}\lambda_0 : l' \quad \ldots \ldots (4)$$

φ ist ein nur wesentlich von $h/2r$ abhängiger

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) 5, 897, 1901.

2) Ann. d. Phys. (4) 11, 957, 1903.

Koeffizient, für den ich in der zitierten Arbeit (S. 977, 978) eine graphische Darstellung bezw. eine Tabelle gegeben habe; φ kann von 1,7 (bei $h/2r = 0{,}3$) bis etwa 3 (bei $h/2r = 4$) schwanken. Für f habe ich in einer früheren Arbeit (Ann. d. Phys. (4) **8**, 322, 323, 1902) Tabellen zur Berechnung aus den Spulendimensionen gegeben. Aus der Dimensionierung des Systems ist also φ, f und daher nach (4) auch λ_0, an Hand der ermittelten Tabellen zu entnehmen und daher die Eigenwellenlänge λ des Systems aus (2) und (3) zu berechnen.

Die Flächengröße S einer Metallplatte, welche einer Antenne der Länge l, des Radius ρ das elektrische Gleichgewicht hält, ist nach meinen Versuchen aus der Formel zu berechnen:

$$\sqrt{S} = \frac{0{,}603}{\log l/\rho} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad . \quad . \quad (5)$$

Da die Antennen nicht aus nur einem Draht bestehen, so untersuchte ich auch die Wirkung der Vielfachantennen, die aus mehreren parallelgeschalteten Drähten bestehen, und fand:

Eine Vielfachantenne wirkt wie eine Einfachantenne aus einem Drahte, dessen Radius (bei wenig Drähten der Vielfachantenne) gleich ist dem Radius bezw. dem Durchmesser (bei viel Drähten der Vielfachantenne) des für die ganze Länge geltenden, von den Antennendrähten umspannten mittleren Querschnittes (indem derselbe als Kreis berechnet ist).

Wenn $l:\lambda_0$ groß gegen 1 ist, so ergibt (2):

$$\frac{1}{2}\lambda = 2l + \frac{\frac{1}{2}\lambda_0}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Daß $\lambda = 4l$ sein muß, falls die Spulendimensionen sehr klein werden, oder die Spule ganz fortbleibt, folgt ja leicht aus der Überlegung und annähernd auch aus der Erfahrung. Da man bisher bei der drahtlosen Telegraphie die Spulendimensionen wohl immer verhältnismäßig klein gegenüber der Antennenlänge gewählt hat, so ist wohl die Meinung ausgesprochen[1]), daß man in der Praxis stets mit der viel einfacheren Formel:

$$\tfrac{1}{2}\lambda = 2l \text{ bezw. } \tfrac{1}{2}\lambda = 2l + l', \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

wobei l' die Spulendrahtlänge bezeichnet, auskommt, anstatt mit der komplizierteren (6) oder gar (2). Demgegenüber möchte ich aber betonen, daß mir Versuche gezeigt haben, daß man, besonders wenn man die Antennenlänge als gegeben vorschreibt, viel kräftigere Wirkungen erhält bei Einschaltung von Spulen mit nicht unbeträchtlicher Eigenwellenlänge λ_0.

Auch ist es unter Umständen wünschenswert, durch Variation der eingeschalteten Spulen die Eigenwellenlänge λ des ganzen Systems zu verändern. Für beide Fälle müssen dann zur Vorausberechnung die mitgeteilten Formeln herangezogen werden, während die einfachere Formel $\frac{1}{2}\lambda = 2l + l'$ eine zu schlechte Annäherung ergibt. So ist z. B. für eine Spule der Länge $l' = 128$ cm, deren halbe freie Eigenwellenlänge $\frac{1}{2}\lambda_0$ 368 cm betrug (daher ist $f = 2{,}87$; es war $n = 4$, $h/2r = 0{,}066$), bei zwei angehängten Antennen der Länge $l = 100$ cm (und der Dicke $2\rho = 1$ mm) von mir gefunden $\frac{1}{2}\lambda = 532$ cm [was sich auch aus den Formeln (2) und (3) berechnet], während Formel (7) den Wert $\frac{1}{2}\lambda = 200 + 128 = 328$ cm ergeben würde. Daher ist Formel (7) nicht brauchbar.

Wenn $l:\lambda_0$ klein gegen 1 ist, so ergibt (2):

$$\frac{1}{2}\lambda = \frac{1}{2}\lambda_0 + \frac{2l}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6')$$

Diese Formel ist z. B. zu verwenden, wenn man die Änderung der Wellenlänge einer Teslaspule durch angehängte Enddrähte berechnen will, wie sie ja bei manchen Teslaversuchen benutzt werden. Da nach (3) β umgekehrt proportional zu n ist und da n bei Teslaspulen groß ist, so wird nach (6') die Eigenwellenlänge auch durch kurze Drahtstücke l so bedeutend vergrößert, daß die Teslawirkung schlecht ist, falls man nicht bei dem Versuch die Primärkapazität wesentlich größer wählt, als der Resonanz mit der freien Teslaspule entspricht.

Zusatz: Hier bricht das Fragment ab. Aus Aufzeichnungen ist zu ersehen, daß Drude weiterhin Mitteilungen machen wollte über Beobachtungen, die er noch in Gießen angestellt hat; sie sind zum Teil noch nicht publiziert und haben ergeben, „daß bei der drahtlosen Telegraphie die Spule ziemlich groß (d. h. viele Windungen) im Vergleich zur Antenne sein muß, falls beste Wirkung erzielt werden soll". Diese Beobachtungen wurden ausgeführt an Systemen von gleicher Schwingungsdauer, die bestanden aus gleichen Antennen (Länge 100 cm, bei einer Beobachtungsreihe 300 cm), aber Spulen verschiedener Windungszahl (1 bis 6). Erregt wurden diese Systeme durch denselben Primärkreis.

Weiterhin wollte Drude berichten über Versuche, die er in Berlin angestellt hat, und welche die Beeinflussung der Formeln durch benachbarte Drähte und Platten zum Gegenstand hatten, sowie den Einfluß der Erde auf die Gegenkapazität bei den Versuchen von Sachs.[1]) Diese Beobachtungen werden jetzt auf Grund des Beobachtungsjournals von Herrn Sachs veröffentlicht.[2]) Ihr Ergebnis ist, „daß die Resultate von Sachs nicht merklich dadurch gestört werden, daß, falls die Gegenplatte verschiedene Höhe über dem Erdboden hat, die Resonanz eine andere ist; denn sie ist davon nahezu unabhängig; Einfluß der Erde auf die

1) J. Zenneck, diese Zeitschr. **6**, 197, 1905.

1) J. Sachs, Ann. d. Phys. (4) **18**, 348, 1905.
2) P. Drude, Ann. d. Phys. (4) **21**, 1906.

Resonanz war erst vorhanden, falls die Platte näher als 50 cm an die Erde kam."

Zum Schluß sollten die von Schülern Drudes ausgeführten Beobachtungen über die Wirkungsweise des Kohärers und seine Verwendbarkeit für Resonanzversuche besprochen werden.

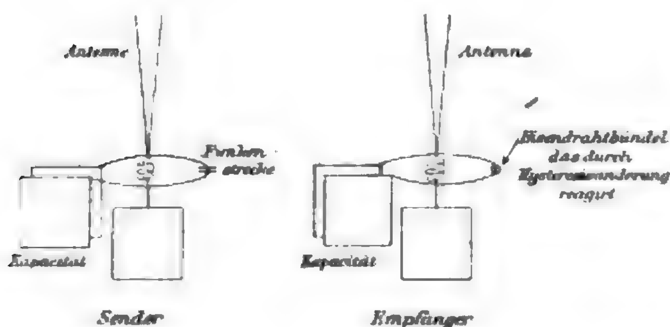
Das Gesamtergebnis seiner Forschungen über drahtlose Telegraphie hat Drude wörtlich folgendermaßen formuliert:

„Als bestes System für drahtlose Telegraphie halte ich:

1. Magnetische Koppelung.

2. Völlige Identität von Sender und Empfänger.

3. Als Empfänger muß ein Eisenbündel (als Magnetdetektor) gelegt werden um die eine Drahtwindung, die zur Kapazität führt.



Das Eisenbündel muß auf Integraleffekt ansprechen; so kann man am ehesten scharfe Abstimmung zwischen Sender und Empfänger erhalten."

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

Max Wien (Danzig), Über die Intensität der beiden Schwingungen eines gekoppelten Senders.

Um bei der Telegraphie ohne Draht eine gleichzeitige, störungsfreie Zeichenübertragung zu ermöglichen, handelt es sich darum, die Dämpfung der Wellen zu verringern, ohne gleichzeitig ihre Intensität zu sehr zu schwächen.

Durch Einführung seiner gekoppelten Sender hat Braun eine Verstärkung der Intensität und eine Verringerung der Dämpfung bewirkt. Dabei entstehen zwei Wellen verschiedener Periode. Zum Telegraphieren braucht man nur einen dieser Wellenzüge, der andere ist unnützer Ballast. Es fragt sich, ob man nicht eine weitere Verbesserung erzielen könnte, indem man die Wirkung der einen Welle auf Kosten der anderen verstärkt.

In seinen letzten Arbeiten hat Slaby[1]) Versuche darüber angestellt, ob diese Bevorzugung einer der Wellen durch Verstimmung des Kondensatorkreises gegen das Sendersystem zu erreichen sei. Leider sind seine Ergebnisse infolge falscher Versuchsanordnung nicht einwandfrei.

Die Theorie ergibt, daß der Stromeffekt im Sender und damit die ausgesandte Energie stets durch Verstimmung kleiner wird. Hingegen kann der Stromeffekt im Empfänger unter Umständen vergrößert werden, indem die Dämpfung einer der Wellen durch die Verstimmung verringert wird. Jedoch ergibt die Theorie ferner, daß Verbesserung nur dann eintritt, wenn die Dämpfung des Kondensatorkreises (ϑ_1) größer oder kleiner ist als die des Sendersystems (ϑ_2). Je größer diese Differenz der Dämpfungen ($\vartheta_1 - \vartheta_2$) ist, um so größer muß die Verstimmung sein, bei der das Maximum des Stromeffekts im Empfänger auftritt, und um so höher ist dieses Maximum (vgl. Fig. 1).

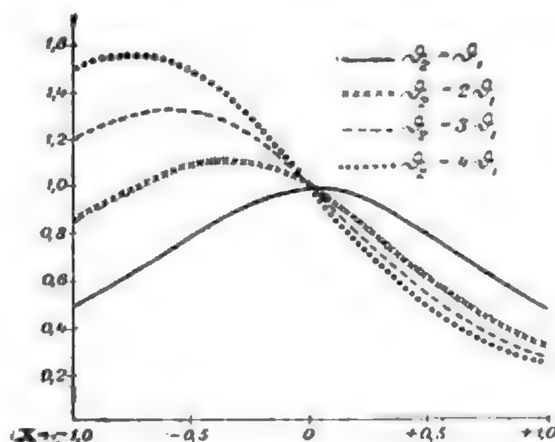


Fig. 1.

Experimentell wurde die Wirkung der Verstimmung mit Hilfe der von Zenneck[2]) ausgearbeiteten Bjerkneßschen Resonanzmethode untersucht. Es ergaben sich im wesentlichen mit der Theorie übereinstimmende Resultate. Bei der drahtlosen Telegraphie ist das Sendersystem stärker gedämpft als der Kondensatorkreis; man dürfte daher durch Höherstimmen des Kondensatorkreises eine Verstärkung der Wirkung — um etwa 20 Proz. — und eine gleichzeitige Verringerung der Dämpfung erzielen können.

Bei allen Versuchen erwies sich die höhere der beiden gekoppelten Schwingungen gegenüber der tieferen als bevorzugt. Und zwar rührt dies daher, daß, entgegen der Theorie, nach der die höhere Schwingung die größere

1) A. Slaby, Elektr. Zeitschr. 1904 und 1905.
2) J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 606. Stuttgart, Enke, 1905.

Dämpfung haben müßte, gerade diese wesentlich schwächer gedämpft ist als die tiefere.

Die Ursache dieser Abweichung von der Theorie kann nur in dem Verhalten des Funkens gesucht werden. Der Energieverlust durch denselben verteilt sich ungleich auf die beiden Schwingungen. Besonders bei kleinen Funkenstrecken, bei denen der Funkenwiderstand sehr zunimmt, tritt die stärkere Dämpfung der tieferen Schwingung hervor.

Die an sich geringe Dämpfung der höheren Schwingung kann nun noch, wie oben besprochen, durch Verstimmung weiter verkleinert werden, so daß man auf diese Weise Wellen erhält, die sich besonders gut für gleichzeitige Telegraphie eignen dürften.

Vermindert man die Funkenstrecke unter 0,5 mm, so erhält man Partialentladungen und

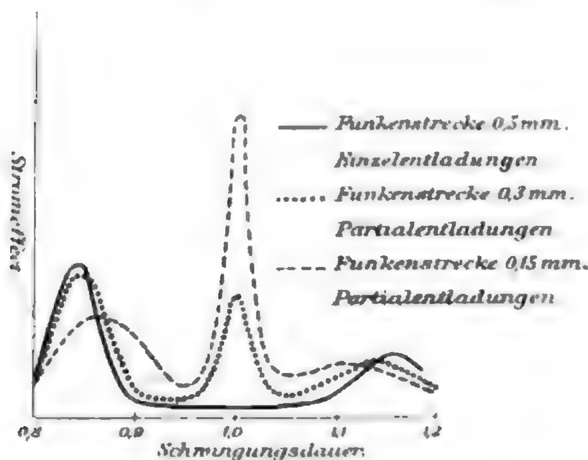


Fig. 2.

schließlich bei sehr kleinem Abstand zischende Entladungen. Hierbei trat bei gekoppelten Systemen eigentümlicherweise ein drittes Maximum zwischen den beiden Maximis auf, die den Koppelungswellen entsprechen (vgl. Fig. 2). Die Dämpfung dieser dritten Schwingung kann, wie aus der steilen Form des Maximums hervorgeht, sehr gering sein. Die Ursache der dritten Schwingung dürfte darin zu suchen sein, daß der Widerstand der sehr kurzen Funkenstrecke nach der Entladung sehr schnell zunimmt, so daß die Schwingungen in dem System I bald verschwinden und nur die im System II übrig bleiben. Dieses schwingt dann für sich als ungekoppeltes Einzelsystem mit der eigenen Schwingungszahl und Dämpfung weiter. Vielleicht gelingt es auf diese Weise, besonders wenig gedämpfte elektrische Schwingungen zu erzielen.

In der sich anschließenden Diskussion bemerkt der Vortragende auf eine Anfrage von v. Geitler (Czernowitz):

Die kleinere Dämpfung der höheren Schwingung ergibt sich, wenn die Dämpfung im sekundären Kreis durch Ohmschen Widerstand bewirkt wird. Man nimmt an, daß die Dämpfung durch Ausstrahlung der Dämpfung durch Widerstand äquivalent ist. Genau ist dies jedoch nicht der Fall. Die stärkere Ausstrahlung dürfte die Sache also wieder etwas zu ungunsten der höheren Schwingung verschieben.

(Eingegangen 12. Oktober 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich Dr. Julius Schmidlin für allgemeine und organische Chemie, an der Akademie in Neuenburg (Schweiz) Professor L. X. Kollroß in La Chaux-de-Fonds für höhere Algebra, an der Universität Berlin Dr. M. Laue für Physik.

Ernannt: der Honorardozent Direktor der städtischen elektrischen Unternehmungen Karl Novak zum o. Professor für konstruktive Elektrotechnik an der Böhmischen Technischen Hochschule in Prag, der 1. Assistent am physikalischen Institut der Universität Rostock, Dr. Fritz Kohlrausch zum Dozenten für mathematische Physik am Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt in Berlin, der Professor Dr. Alb. Gockel an der Universität Freiburg (Schweiz) zum a. o. Professor der physikalischen Chemie daselbst, der Privatdozent an der Universität Krakau Dr. Th. Estreicher zum a. o. Professor der allgemeinen und anorganischen Chemie an der Universität Freiburg (Schweiz), der o. Professor für darstellende Geometrie und Geodäsie an der Montanistischen Hochschule in Pribram Dr. Josef Adamczik zum o. Professor der Geodäsie an der deutschen Technischen Hochschule in Prag, der a. o. Professor der Chemie an der Wiener Universität Dr. Josef Herzig zum o. Professor daselbst, der 1. Assistent am Physikalischen Institut der Berliner Universität Dr. F. Kiebitz zum Telegrapheningenieur im Reichspostamt, der Professor an der Kriegsakademie in Berlin Dr. Richard Wachsmuth zum a. o. Lehrer für Experimentalphysik an der Bergakademie daselbst.

Die Kgl. wissenschaftliche Gesellschaft zu London hat Frau Dr. W. E. Ayrton für ihre Versuchsergebnisse über den elektrischen Bogen die Hughes-Medaille verliehen.

Tagesereignisse.

Die nächste Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft wird vom 28.—31. Juli 1907 in Freiburg (Schweiz) stattfinden.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. | 1. Dezember 1906. Redaktionsschluß für No. 25 am 5. Dezember 1906. | 7. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Fluoreszenzspektren und Spektren magnetischer Drehung des Natriumdampfes, und ihre Analyse.

Von R. W. Wood.

Durch meine frühere im Philosophical Magazine[1]) veröffentlichte Arbeit bin ich zu der Überzeugung gelangt, daß eine sorgfältig durchgeführte Untersuchung der merkwürdigen optischen Eigenschaften des Natriumdampfes mit der Zeit den Schlüssel zur Lösung des Problems der Molekülschwingung und -Strahlung liefern wird. In dieser Ansicht bin ich durch die im letztverflossenen Jahre ausgeführten Arbeiten noch bestärkt worden, und obschon noch vieles zu tun übrig bleibt, halte ich es doch für das Beste, die bereits erhaltenen Ergebnisse mitzuteilen. In keinem anderen mir bekannten Falle unterliegt der Mechanismus des Moleküles so vollständig der Kontrolle des Experimentators. Seine Periodizitäten können auf verschiedene Weise studiert werden: mit Hilfe der Absorption, der Erregung durch Kathodenstrahlen, der Erregung durch Licht, und zwar entweder durch weißes, oder durch monochromatisches, und schließlich mit Hilfe der merkwürdigen selektiven magnetischen Drehung der Polarisationsebene.

Untersucht wird in allen Fällen der Dampf, welcher durch Erhitzung metallischen Natriums in — gewöhnlich bis zu einem hohen Grade ausgepumpten — Röhren aus Stahl oder Porzellan gewonnen worden ist. Eine Untersuchung der Dispersion dieses Dampfes läßt es wahrscheinlich erscheinen, daß wir es hier mit Molekülgruppen zu tun haben, mit denen eine gewisse Menge Wasserstoff vereinigt sein kann.

1) Magneto-optics of Sodium Vapor. Phil. Mag., October 1905; The fluorescence of Sodium Vapor. Phil. Mag., Nov. 1905; diese Zeitschr. **6**, 903, 1905.

Wenn man einen Satz von Natrium in einer wagerecht angeordneten, stark ausgepumpten Röhre erhitzt, deren obere Seite kälter ist als die untere, so hat der Dampf, wie ich in einer früheren Arbeit[1]) gezeigt habe, dicht über der Oberfläche des Satzes eine überaus große optische Dichte, längs der Röhrendecke aber eine sehr geringe; dabei wirkt die inhomogene Schicht wie ein Prisma. Ich vermag diesen Sachverhalt mit der kinetischen Theorie nicht anders in Einklang zu bringen als durch die Annahme, daß der Dampf das Metall in Form zusammengeballter Moleküle verläßt, die dann nach und nach in kleinere Gruppen und unter Umständen in einzelne Moleküle zerfallen. Das ist natürlich nur eine Hypothese, und ich erwähne diese in der vorliegenden Arbeit nur, um zu zeigen, daß unser schwingender Mechanismus ein Aggregat und nicht ein einzelnes Molekül sein kann. Möglicherweise sind auch Wasserstoffatome mit dem Natrium vereinigt; meine Arbeit über die Dispersion deutete nämlich darauf hin, daß stets eine kleine Spur irgendeines anderen Gases als Natrium zugegen war, welche auch durch noch so anhaltendes Pumpen nicht entfernt werden konnte; dieses beigemengte Gas schien gleichsam in den Natriumdampf eingewickelt zu sein, und kondensierte sich mit diesem in den kälteren Teilen des Rohres. All diese Dinge sind indessen für unsere Betrachtungen ohne Bedeutung, denn wir haben es einstweilen nur mit der Untersuchung eines bestimmten merkwürdigen Schwingungsmechanismus zu tun, und brauchen uns zunächst nicht darum zu kümmern, ob dieser Mechanismus ein Molekül, eine Gruppe von Molekülen, oder ein zusammengesetztes Molekül ist.

1) A Quantitative Determination of the Dispersion of Sodium Vapor. Proc. Am. Acad. **40**, 335, diese Zeitschr. **5**, 751, 1904.

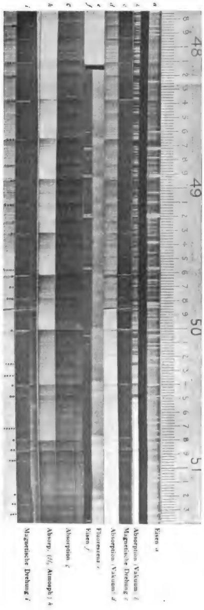


Fig. 1.

Wir wollen mit einer Beschreibung der verschiedenen Spektren beginnen, die wir in der vorliegenden Arbeit untersuchen und vergleichen wollen. Das Spektralgebiet, welches uns angeht, liegt zwischen den Wellenlängen 4600 und 5700[1]), also in der Gegend des grünblauen kannelierten Absorptionsspektrums.

Das Absorptionsspektrum.

Bei photographischer Aufnahme mittels des zwölffüßigen Konkavgitters erweist sich das Absorptionsspektrum als aus einer Menge feiner Linien bestehend, deren Zahl sich in dem oben näher bezeichneten Spektralgebiet auf etwa 1500 beläuft. Es zeigte sich, daß das Aussehen des Spektrums durch die Anwesenheit von Wasserstoff oder irgendeinem anderen indifferenten Gase stark beeinflußt wird. In Figur 1 *g* ist das Spektrum mittels eines zwölffüßigen Konkavgitters nach einer in der zweiten Ordnung gemachten photographischen Aufnahme wiedergegeben. Das Aussehen des Spektrums in Wasserstoff bei Atmosphärendruck zeigen die Spektren *f* und *h* in derselben Figur; hier ist die Kannelierung sehr ausgeprägt. Das Aussehen des Spektrums im hohen Vakuum zeigt Figur 1 *b*; daselbst ist die Kannelierung vollständig verschwunden. Die hauptsächliche Veränderung scheint in dem gesteigerten Absorptionsvermögen gewisser Linien oder Liniengruppen zu liegen. Das Spektrum *d* ist unter angenähert denselben Verhältnissen aufgenommen worden, doch war dabei der Natriumdampf weniger dicht. Eine sorgfältige Untersuchung über den Einfluß, welchen ein indifferentes Gas ausübt, ist bisher noch nicht ausgeführt worden, und ich erwähne diesen Einfluß hier nur wegen seiner Beziehung zu dem Gegenstande dieser Arbeit. Von den Absorptionslinien haben verhältnismäßig wenige irgendwelche Beziehung zu den Spektren der Fluoreszenz und der magnetischen Rotation; die betreffenden sind aber auch die, welche durch die Anwesenheit des indifferenten Gases beeinflußt werden.

Übrigens verschwindet sowohl das Fluoreszenzspektrum als auch das der magnetischen Drehung, das heißt, sie lassen sich nicht erregen, wenn der Natriumdampf in einer Atmosphäre von Wasserstoff oder einem andern indifferenten Gase erzeugt wird. Hiervon wird weiter unten ausführlicher die Rede sein.

Das Spektrum der magnetischen Drehung.

Im vergangenen Jahre habe ich gefunden, daß eine Reihe von Dämpfen mit feinen und scharfen Absorptionslinien, wenn sie in ein

1) Alle Wellenlängen sind in Å.-E. angegeben. (Anm. d. Übers.)

kräftiges Magnetfeld gebracht werden, eine Drehung der Polarisationsebene für Wellenlängen zeigen, welche mit denen der Absorptionslinien übereinstimmen, daß indessen nicht alle Absorptionslinien dieses Drehungsvermögen aufweisen. Die Versuchsanordnung zur Sichtbarmachung des hellen magnetischen Linienspektrums des Natriums ist in Figur 2 dargestellt.

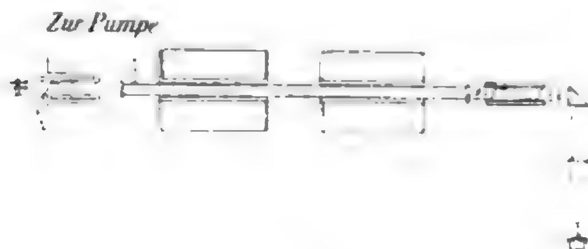


Fig. 2.

Man nimmt ein Stuck von einem dünnen nahtlosen Stahlrohr von solchem äußeren Durchmesser, daß es leicht durch den hohlen Kern des Elektromagnets gleiten kann, von welchem man die konischen Polschuhe abgenommen hat. An dem einen Ende wird in dieses Rohr ein kurzes Stück dünnen Messingrohres eingelötet, durch welches das Rohr ausgepumpt wird.

In einem eisernen Tiegel schmilzt man ein etwa walnußgroßes Stück Natrium. Das geschmolzene Natrium gießt man dann in einen V-förmigen Trog aus dünnem Eisenblech. Sobald die Stange fest geworden ist, bringt man sie in das Stahlrohr, dessen eines Ende man zuvor durch eine mittels Siegellackes aufgekittete kleine Glasplatte verschlossen hat. Dann führt man das Rohr in den Magneten ein, schiebt die Natriumstange so weit hinein, daß sie mitten zwischen die Spulen kommt, und verschließt alsdann das andere Rohrende in ähnlicher Weise mit einem Stück Tafelglas. Man tut gut, die Enden der Röhre in heißem Zustande mit Siegellack zu überziehen, bevor man das Natrium einbringt. Dann braucht man sie nur mit einer Bunsenflamme zu bespülen und die zuvor erhitzte Glasplatte aufzupressen. Der Siegellack muß in optischen Kontakt mit dem Glas kommen, um einen luftdichten Schluß zu gewährleisten. Nunmehr verbindet man das Rohr mit einer Luftpumpe, welche ein Vakuum von 1 bis 2 mm liefert. Wenn die Luftpumpe undicht ist, so empfiehlt es sich, einen Glashahn zwischen Pumpe und Rohr einzusetzen, um das Eindringen etwaiger Spuren von Luft nach dem Auspumpen zu vermeiden. Für Demonstrationszwecke genügt es, das Rohr allmählich mit einem kleingeschraubten Bunsenbrenner zu erhitzen. In der vorliegenden Arbeit, wo eine konstante Temperatur wesentlich war, wurde ausnahmslos elektrische Heizung angewandt.

Die von einer Bogenlampe ausgehenden Lichtstrahlen werden zunächst durch eine Linse parallel gemacht, gehen dann durch ein Nicolsches Prisma, durch das Stahlrohr und durch einen zweiten Nicol, und werden darauf mittels einer zweiten Linse auf den Spalt eines Spektroskops vereinigt. Das Stahlrohr wird bis unter die Temperatur abgekühlt, bei welcher sich Natriumdampf bildet; dann werden die beiden Nicols auf vollständige Auslöschung eingestellt, und das Gesichtsfeld des Spektroskops wird demgemäß dunkel. Nun erhitzt man das Rohr und schaltet den Magneten ein. Dabei setzt man von Zeit zu Zeit die Luftpumpe in Tätigkeit, um den aus dem Natrium frei werdenden Wasserstoff zu entfernen Auf dem Spektrometerspalt erscheint dann ein heller gelber Fleck, und es erweist sich, daß dieser hauptsächlich von Strahlen in unmittelbarer Nachbarschaft der *D*-Linien hervorgebracht wird. Die bei den *D*-Linien auftretenden Erscheinungen sind in meiner bereits oben erwähnten Arbeit (Magneto-Optics) ausführlich beschrieben worden.

Wenn der Dampf eine beträchtliche Dichte erreicht, so erscheint im Rot und im Blaugrün ein sehr prächtiges helles Linienspektrum. Jede helle Linie entspricht einer dunklen Linie im Absorptionsspektrum, aber nur ein geringer Bruchteil der dunklen Linien scheint ein Drehungsvermögen zu besitzen. Einige der stärksten Absorptionslinien fehlen im Spektrum der magnetischen Rotation ganz, ein Zeichen dafür, daß irgendeine grundlegende Verschiedenheit in dem absorbierenden Mechanismus besteht.

Was uns hier angeht, ist das helle Linienspektrum im blaugrünen Gebiet. Dieses Spektrum wurde einmal mit dem großen Spektrographen von langer Brennweite mit drei Prismen photographiert, das andere Mal mit dem zwölffüßigen Konkavgitter. In Figur 3, *f* und *m* sind Reproduktionen der Prismenspektrogramme wiedergegeben. Das mit dem großen Gitter aufgenommene magnetische Spektrum und das auf derselben Platte aufgenommene Absorptionsspektrum sind in Figur 1, *c* und *d* dargestellt.

In diesem Spektrum treten nur etwa 60 Linien auf, im Gegensatz zu den 1500 im Absorptionsspektrum. Ihre Intensitäten sind sehr veränderlich und stehen anscheinend in keinerlei Beziehung zu den Intensitäten der entsprechenden Absorptionslinien. Die drehenden Linien fallen in vielen Fällen mit den Hauptlinien der Absorptionsliniengruppen zusammen, doch erscheint der Mittelpunkt der Linie ein wenig über die Hauptlinie der Absorptionsliniengruppe hinaus verschoben. Diese Verschiebung ist indessen sehr gering und beträgt nicht mehr als die halbe Breite der Linie. Ich lasse hier eine

Aufzählung der Wellenlängen aller auf dem Negativ sichtbaren Linien folgen. Die Intensitäten sind näherungsweise durch Zahlen angegeben; dabei bedeutet 10 die größte und 1 die geringste Intensität:

Grünes Rotationsspektrum.

1	5225,34	7	5040,65	3	4865,59
1	5218,49	2	5033,54	2	4839,56
1	5212,02	2	5025,66	9	4837,49
1	5186,70	3	5003,12 breit	2	4819,43
1	5179,71	10	5001,57	1	4814,60
1	5172,98	5	4979,34	1	4812,68
1	5171,98	2	4970,85	3	4810.16
1	5169,04	1	4967,10	3	4802,62
1	5165,85	1	4964,39	5	4792,67
1	5147,50	9	4962,85	3	4782,89
1	5140,71	1	4958,62	1	4777,00
3	5133,73	4	4933,93	1	4766,94
3	5126,54	5	4932,64	6	4756,69
2	5119,34	3	4924,32	1	4752,04
1	5095,70	4	4912,10	2	4738,51
2	5094,78	1	4904,67	4	4727,52
7	5087,31	1	4903,38	1	4716,90
7	5079,78	1	4896,65	1	4715,63
2	5071,58	1	4894,58	1	4703,78
1	5052,83	1	4892,77	2	4692,54
1	5049,56	2	4883,81	2	4670,30
5	5048,49				

Auf den ersten Anblick scheint in der Verteilung der Linien durchaus keine Gesetzmäßigkeit zu bestehen, ausgenommen etwa oberhalb der Wellenlänge 5020, wo die Linien annähernd gleichmäßig in kleinen Gruppen von je drei oder vier Linien verteilt erscheinen. Es ist fraglich, ob man, ohne die Hilfe der Spektren der durch monochromatisches Licht erregten Fluoreszenz des Dampfes, im magnetischen Spektrum irgendeine regelmäßige Serie von Linien finden könnte. Wie ich nämlich in der Folge gefunden habe, fehlt mehr als die Hälfte der Linien in den Serien, und es sind sechs oder mehr Serien vorhanden. Das Spektrum der durch weißes Licht erregten Fluoreszenz ist in Figur 1 *e* zu sehen; diese stammt von einem mit dem zwölffußigen Gitter aufgenommenen Negativ. Wie man sieht, fallen die hellen Linien mit den hellen Linien des magnetischen Spektrums zusammen, obwohl sie viel breiter sind. Nachdem wir die Untersuchung der Fluoreszenz in Angriff genommen haben werden, wird es sich leichter erklären lassen, in welcher Weise die Serien aufgesucht worden sind. Ich habe in der Figur 1 noch das Spektrum *i* hinzugefügt, nämlich das magnetische Spektrum mit Bezeichnung der einzelnen Serien. Es treten anscheinend fünf voneinander unterschiedene Serien auf und daneben eine Anzahl Linien, welche bislang noch in keinerlei bestimmte Beziehung zueinander gebracht worden sind. Wir wollen die Serien mit 1, 2, 3, 4 und 5 numerieren. Unter allen zur ersten Serie gehörigen Linien steht ein Punkt, unter den zur zweiten Serie gehörigen stehen zwei Punkte, usf. Diese Serien sind getrennt in Figur 4[1]) ganz oben dargestellt. Fehlende Linien sind durch das Zeichen ; angedeutet.

Ganz obenan steht die fünfte Serie, dann folgt die vierte, usf.; die Extralinien stehen in der unteren Reihe. Ich betrachte diese Anordnung nur als eine vorläufige; sie ist die beste, die ich zurzeit zu geben vermag, und ich glaube, daß sie in der Hauptsache richtig ist. Wir werden indessen sogleich sehen, daß es erforderlich sein wird, photographische Spektralaufnahmen der durch monochromatische Strahlung erregten Fluoreszenz mit dem großen Konkavgitter zu machen, bevor wir über sämtliche Linien vollkommene Gewißheit erlangen können. Für jetzt wollen wir das magnetische Spektrum verlassen und zur Betrachtung des Fluoreszenzspektrums übergehen.

Das Fluoreszenzspektrum.

In meiner früheren Arbeit habe ich einige der bemerkenswerten Veränderungen beschrieben, welche in der Energieverteilung im Fluoreszenzspektrum des Natriumdampfes bei einer Änderung der Wellenlänge des erregenden Lichtes vor sich gehen. Das allgemeine Aussehen des Spektrums bei Erregung mit weißem Licht zeigt Figur 5, *A*. Außerdem tritt eine breite doppelte Bande an der Stelle der *D*-Linien auf und ferner ein orangerotes Spektrum, welches, wenn der Dampf dicht ist, deutliche Banden aufweist. In der vorliegenden Arbeit werden wir es hauptsächlich mit dem hier abgebildeten Spektralgebiet zu tun haben; in diesem Gebiet treten nämlich gerade die meisten der merkwürdigen Veränderungen auf. Dieses Gebiet liegt, wie ersichtlich, zwischen den Wellenlängen 4600 und 5700, und es fehlt in ihm anscheinend jegliche Gesetzmäßigkeit in der Verteilung der Linien, ausgenommen in dem Bezirk oberhalb $\lambda = 5050$, woselbst wir die Linien mit ziemlicher Regelmäßigkeit in der Weise verteilt sehen, daß die Zwischenräume mit zunehmender Wellenlänge kleiner werden. Die Intensitätsverteilung in diesem Teile des Spektrums ist eine derartige, daß das Spektrum ein kanneliertes Aussehen erhält, und zwar tritt die Kannelierung am meisten in dem Gebiete zwischen $\lambda = 5050$ und $\lambda = 5350$ hervor. Bei Erregung mit weißem Licht lassen sich die Kannelierungen oberhalb 5400 nicht mehr unterscheiden, wie dies aus der Figur 5, *B* ersichtlich ist, welche die obere Grenze dieses Spektralgebietes zeigt. Die feinen Linien

1) Fig. 4 befindet sich auf besonderer Tafel.

Fig. 8. Fluoreszenz von *Na*. *Fe*-Vergleichsspektrum.

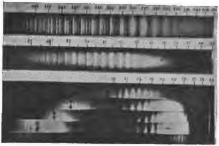


Fig. 5.

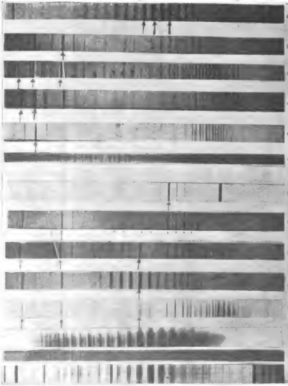


Fig. 3.

Digitized by Google

sind in diesem Gebiete vorhanden, verlieren indessen immer mehr und mehr an Deutlichkeit, je mehr man sich der oberen Grenze des Spektrums nähert. Wenn wir nun, statt den Dampf mit weißem Licht zu erregen, blaues Licht in der Gegend 4600—4650 zur Erregung verwenden, welches wir aus einem Spektroskop erhalten, so zeigt das Fluoreszenzspektrum ein vollkommen abweichendes Aussehen, wie aus der Figur 5, *C*, hervorgeht: Das blaue Gebiet, welches in seiner Ausdehnung dem des — in der Figur durch einen Doppelpfeil bezeichneten — erregenden Lichtes entspricht, erscheint wie früher, und ebenso die obere Grenze des Spektrums zwischen den Wellenlängen 5400 und 5650; der dazwischen liegende Teil des Spektrums fehlt aber ganz, wie aus dem unteren Spektrum in Figur 5, *C*, ersichtlich wird. Des weiteren erscheinen am oberen gelben Ende des Spektrums jetzt die Kannelierungen, welche bei Erregung der Fluoreszenz mittels weißen Lichtes nicht vorhanden gewesen waren.

Wenn wir nun nach und nach die mittlere Wellenlänge des erregenden Lichtes zunehmen lassen, so bewegt sich das Gebiet der größten Intensität im Fluoreszenzspektrum aus dem Gelben abwärts ins Grüne hinein, wie dies in den übrigen Photographien der Figur 2, *C*, zu sehen ist. Außerdem verändert sich, wie ich in meiner früheren Veröffentlichung nachgewiesen habe, die Lage der kannelierten Banden ein wenig; dabei behalten indessen die einzelnen Linien, aus denen sich die Banden zusammensetzen, ihre Lage unverändert bei, und die Verschiebung kommt nur durch eine Änderung der Intensitätsverteilung unter den Linien zustande. Die Ursache dieser auffälligen Erscheinungen wird klar werden, wenn wir an die Untersuchung der durch streng monochromatische Strahlung erregten Fluoreszenz kommen werden.

Ich habe dem Spektrum der durch weißes Licht erregten Fluoreszenz den Namen „komplexes Fluoreszenzspektrum" gegeben. Es hat sich nämlich herausgestellt, daß es eine Übereinanderlagerung einer Anzahl einfacher Spektren darstellt, von denen man jedes einzelne für sich unabhängig durch geeignete Wahl der Wellenlänge des erregenden Lichtes hervorbringen kann. Anzeichen für einen derartigen Sachverhalt habe ich im vorigen Jahre gefunden und in meiner vorläufigen Mitteilung beschrieben. Indessen hatte ich bis zum Schlusse des Universitätsjahres erst eine kleine Anzahl von Photographien gewonnen, welche nicht ausreichte, um eine einigermaßen vollständige Analyse des komplexen Spektrums zu ermöglichen.

Während des verflossenen Winters und Frühlings habe ich eine sorgfältige Untersuchung über die Beziehungen ausgeführt, welche zwischen dem komplexen Fluoreszenzspektrum, dem Absorptionsspektrum und dem hellen Linienspektrum der Drehung bestehen, das in der früheren Arbeit beschrieben worden ist. Das Fluoreszenzspektrum ist schließlich mit dem zwölffüßigen Konkavgitter photographiert worden, und dadurch bin ich in den Stand gesetzt worden, die feineren Einzelheiten seiner Struktur zu untersuchen.

Bei Erregung mit monochromatischem Licht, welches durch die Isolierung bestimmter Linien aus der Strahlung eines elektrischen Lichtbogens zwischen metallischen Elektroden gewonnen wurde, habe ich einige sehr merkwürdige Wirkungen beobachtet. Man erhält dabei nämlich verhältnismäßig einfache Fluoreszenzspektren, welche aus weit auseinander liegenden scharfen Linien bestehen; diese Linien sind in vielen Fällen in annähernd gleichen Abständen voneinander über das Normalspektrum verteilt. Man kann eine gegebene Serie von Linien hervorbringen, wenn man die Fluoreszenz durch Licht von irgendeiner Wellenlänge erregt, die der Wellenlänge einer Linie in der Serie entspricht; wenn aber die Erregung an bestimmten Punkten erfolgt, so können einige der Linien fehlen und Lücken in der Serie auftreten. Das auffälligste Beispiel hierfür bietet die Erregung mittels der Kadmiumlinie 4800, ein Fall, den wir sogleich im einzelnen betrachten wollen. Es wird erinnerlich sein, daß im magnetischen Spektrum gewisse Linien in jeder Reihe fehlen.

Der bei diesen Versuchen verwendete Apparat war im wesentlichen der gleiche, wie ich ihn bei meiner früheren Arbeit benutzt habe. Er bestand aus einem nahtlosen Rohr aus dünnem Stahl von 3 Zoll Durchmesser und 30 Zoll Länge, welches in der Mitte mit einer stählernen Retorte versehen war, die eine große Menge Natrium faßte. Die Retorte wurde in der Weise hergestellt, daß zwei kreisförmige Stahlscheiben an ein kurzes Rohrstück dicht angelegt wurden, welches gerade so stark war, daß es gut in das größere Rohr hineinpaßte. Die kreisförmigen Enden der Retorte waren in der aus Figur 6 ersichtlichen Weise mit ovalen Öffnungen versehen. Die Retorte wurde zur Hälfte mit Natrium gefüllt; zu diesem Zwecke wurde das geschmolzene Metall durch eine der beiden Öffnungen eingegossen. Darauf wurde die Retorte in das Rohr eingeführt und bis in dessen Mitte geschoben; darnach wurden die Glasplatten auf die Rohrenden gekittet, wie dies aus Figur 6 ersichtlich ist. Durch diese Anordnung wurde die schnelle Diffusion des Dampfes verhindert und die Möglichkeit geboten, einen großen Vorrat an Metall in der

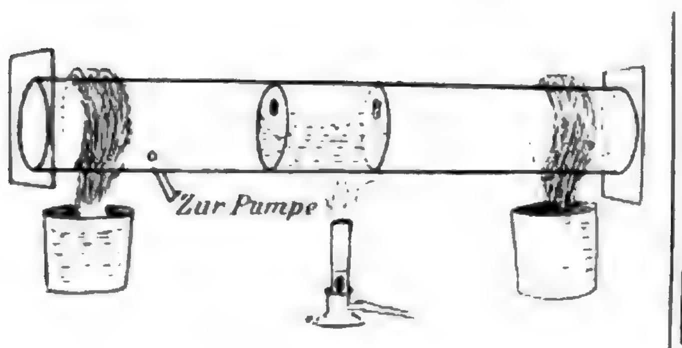


Fig. 6.

Mitte des Rohres zu haben. Bei den Röhren, welche ich gelegentlich meiner früheren Arbeit verwendet habe, war es notwendig, die Röhre nach zweistündigem ununterbrochenem Gebrauch von neuem zu beschicken, dagegen konnte ich mit dem Retortenrohr mehrere Hundert Stunden bei einer einzigen Füllung arbeiten.

Das Rohr wurde mittels einer Fleußschen Pumpe ausgepumpt und dann in der Mitte mittels eines großen Brenners erhitzt; dabei wurden die Enden durch Wattemäntel kühl gehalten, welche in mit Wasser gefüllte Eimer tauchten.

Die zur Beleuchtung dienenden Strahlen weißen oder monochromatischen Lichtes wurden genau in eine der ovalen Öffnungen der Retorte hinein fokussiert, so daß sie wenig seitlich von der anderen Öffnung auf die gegenüberliegende Wand einfielen. Wurde dann das abgewandte Rohrende mit einem schwarzen Tuche bedeckt, so hob sich der Fluoreszenzfleck deutlich gegen den tiefschwarzen Hintergrund der zweiten ovalen Öffnung ab, und sein Spektrum wurde daher nicht durch die erregende Strahlung verunreinigt.

Für die photographische Aufnahme der Spektren wurde ein großer Spektrograph mit drei Prismen gebaut. Die aus klarem dichtem Flintglas geschliffenen Prismen hatten eine Höhe von 4 Zoll, und die Brennweite der Linsen betrug 36 Zoll.

Es standen mir nur solche Linsen zur Verfügung, wie sie für Fernrohre verwendet werden; infolgedessen sind die Spektrallinien, außer in der Nähe der Kollimationsachse, nicht so scharf, wie dies wünschenswert sein würde. Wenn die Einstellung so getroffen wurde, daß die Mitte des Spektrums auf diesen Punkt fiel, so war die Schärfe überall im Spektrum recht gut, und es war möglich, die Wellenlängen mit einem Fehler von nicht mehr als einer bis zwei Ångström-Einheiten zu bestimmen.

Mit dieser Anordnung (siehe Fig. 7) aufgenommene Photographien des komplexen Spektrums der Fluoreszenz bei Erregung durch Sonnenlicht zeigten Eigentümlichkeiten, welche es mir als überaus wichtig erscheinen ließen, das Spektrum bei stärkerer Dispersion zu untersuchen. Der grüne Fluoreszenzfleck hatte, nach wiederholter Anbringung von Verbesserungen an der Apparatur, eine solche Leuchtkraft erlangt, daß ich überzeugt sein durfte, mit dem zwölffüßigen Konkavgitter Aufnahmen erhalten zu können. Es zeigte sich, daß eine Expositionsdauer von einem vollen Tage hinreichend war. Das erhaltene Spektrogramm ist zusammen mit dem Linienspektrum des Eisens als Vergleichsspektrum und mit der Wellen-

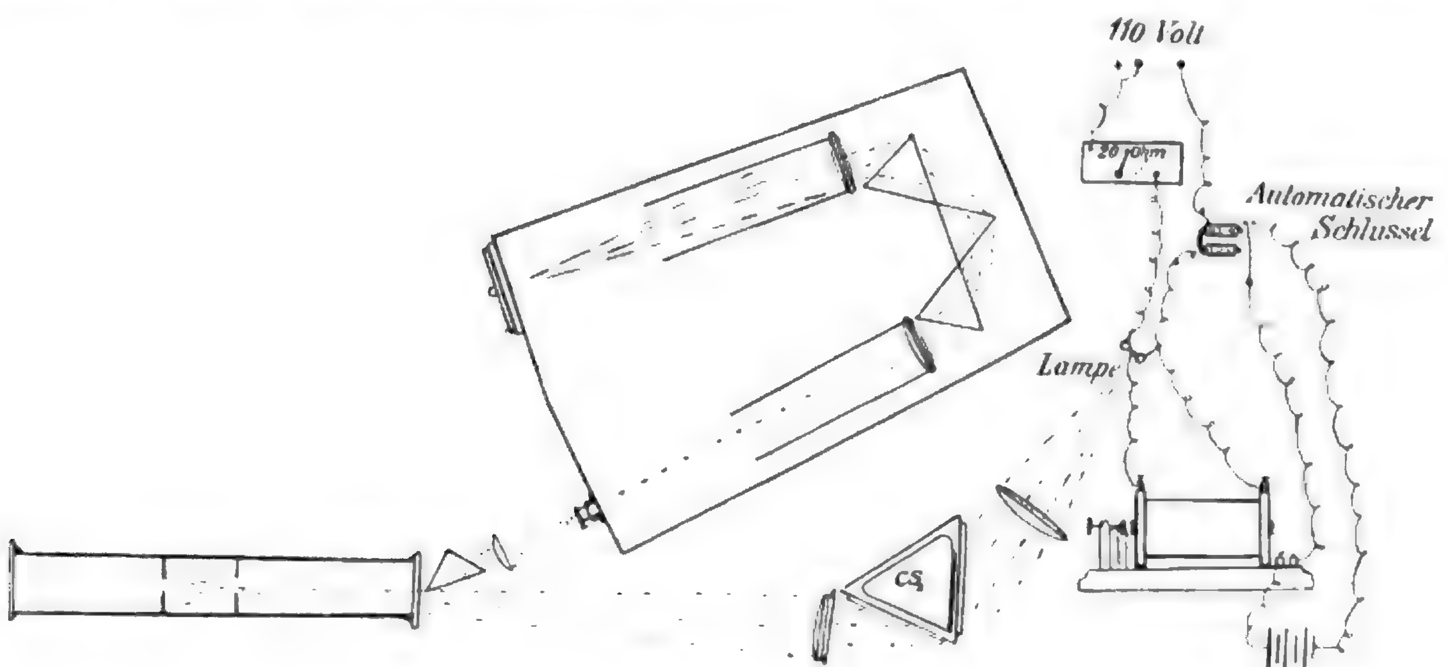


Fig. 7.

längenskala in Figur 8 wiedergegeben. Die Skala ist allein für sich gedruckt worden, und es treten daher, infolge von Dehnung und Einschrumpfung der Drucke, geringe Fehler auf. Diese Fehler sind jedoch in keinem einzigen Falle größer als 1,5 Ångström-Einheiten. Diese Aufnahme zeigt die Einzelheiten in der Struktur des komplexen Spektrums und gestattet uns, die Wellenlängen der hellen Linien mit weit größerer Genauigkeit zu messen, als dies auf Grund der mit dem Prismenspektrographen gemachten Aufnahmen möglich war. Es ist indessen bei dem Reproduktionsprozeß viel von den Einzelheiten verloren gegangen, und ich habe deshalb mit äußerster Sorgfalt eine Zeichnung von einer der Bandengruppen bei der Wellenlänge 5200 angefertigt, welche in Fig. 9 wiedergegeben ist. Diese Zeichnung wurde

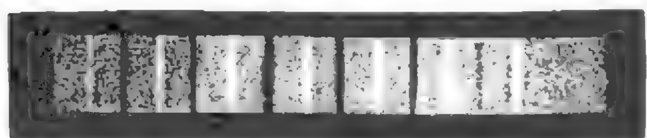


Fig. 9.

nach einem Abdruck mit Hilfe eines Vergrößerungsglases angefertigt. Die Eigentümlichkeiten, welche in der Zeichnung zu sehen sind, zeigen sich überall im ganzen Spektrum.

Die hellen Linien sind scharf und gerade so eng wie die Eisenlinien im Vergleichsspektrum. Dabei darf allerdings nicht vergessen werden, daß der Spalt sehr schmal — etwa 0,2 mm — war, und daß möglicherweise bei weiterer Verengerung des Spaltes die Breite der Fluoreszenzlinien nicht weiter abnehmen würde. Jede helle Linie ist im allgemeinen von zwei seitlichen Schatten begleitet, welche die Zwischenräume ganz scharf begrenzen, und zwar erscheinen je zwei aneinanderstoßende Schatten als schmale dunkle Linien. Diese Schatten werden im allgemeinen bei Erregung durch streng monochromatisches Licht nicht sichtbar. Als ich im Verlaufe meiner vorjährigen Arbeit die merkwürdigen Veränderungen untersuchte, welche im Spektrum bei Erregung mittels des ziemlich homogenen Lichtes, das der monochromatische Beleuchtungsapparat mit sehr engen Spalten liefert (siehe die frühere Arbeit), vor sich gehen, bemerkte ich damals, daß bei einer sehr allmählichen Veränderung der Wellenlänge des erregenden Lichtes erst an der einen und darauf an der anderen Seite der Fluoreszenzlinien Schatten auftraten. Die Veränderungen im Aussehen der Linie erinnerten mich damals an eine Fahne, die erst auf einer und dann auf der anderen Seite des Mastes flattert. Bei der streng monochromatischen Beleuchtung, welche durch Isolierung der Linien des Lichtbogens zwischen metallischen Elektroden erzielt wird, fehlen den Fluoreszenzlinien gewöhnlich die Schatten; in einigen Fällen finden sich indessen auch die Schatten, und manchmal treten auch die Schatten ohne die Linien auf. Dieser Umstand scheint darauf hinzudeuten, daß die Schatten herrühren von einer Erregung des Elektrons durch Impulse, deren Schwingungszahlen ein wenig größer und ein wenig kleiner sind als seine natürliche Eigenschwingungszahl.

Ich habe bisher noch nicht die nötige Zeit gehabt, um meine vorjährigen Versuche mit dem monochromatischen Beleuchtungsapparat zu wiederholen, und ich beabsichtige, die Veränderungen, welche ganz allmähliche Änderungen in der Wellenlänge des erregenden Lichtes begleiten, noch weiter zu untersuchen. Diese Beobachtungen sind sehr schwierig und unsicher; wenn man nämlich die Spalte des monochromatischen Beleuchtungsapparates so eng wie nur möglich macht, so ist das Licht, welches er liefert, nicht sehr hell, und man kann dann das Fluoreszenzspektrum nur mit sorglich ausgeruhten Augen beobachten. Wahrscheinlich lassen sich bessere Ergebnisse erzielen, wenn man als Beleuchtungsapparat ein großes Prismenspektroskop verwendet. Was überaus wünschenswert wäre, ist eine Lichtsirene!

Analyse des komplexen Spektrums. Erregung mittels monochromatischen Lichtes.

Es erwies sich als unausführbar, den monochromatischen Beleuchtungsapparat zur Untersuchung der einfachen Spektren zu verwenden, aus denen sich das komplexe Spektrum zusammensetzt. Selbst wenn man die Spalte des Apparates sehr eng machte, so war doch das Wellenlängengebiet des ausgesandten Lichtes breit genug, um mehrere von den Absorptionslinien des Dampfes zu bedecken. In meiner früheren Arbeit hatte ich gezeigt, daß das Licht des Kadmiumfunkens fähig war, Fluoreszenz zu erregen; demgemäß begann ich, Versuche mit Metallichtbögen anzustellen. Da kam es mir nun sehr zustatten, daß gerade in diese Zeit die Konstruktion der Metallbogenlampen aus Quarzglas in den Werkstätten von Heraeus in Hanau fiel. Ich bestellte sogleich zwei von diesen Lampen, und zwar eine mit Kadmium, die andere mit Zink. Ihre Form wird aus Figur 10 ersichtlich. Die Lampe wird während des Betriebes in Verbindung mit einer Quecksilberluftpumpe gehalten und steht in einem Wasserbade. Die Kadmiumlampe funktionierte gut in einem Gleichstromkreise von 110 Volt Spannung, dagegen lieferte die

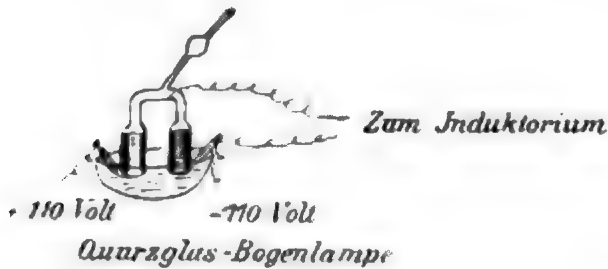


Fig. 10.

Zinklampe bessere Ergebnisse bei einer Spannung von 220 Volt. Die Zündung der Lampen erfolgt durch eine kleine Induktionsspule, deren eines Ende mit dem negativen Pole der Lampe verbunden ist, während das andere Ende um das U-förmige Quarzglasrohr gewickelt ist. Eine Gebläseflamme wird auf die Lampe gerichtet, bis das Gebiet oberhalb der Metallelektroden rotglühend geworden ist; dann wird die Spule in Betrieb gesetzt, und gewöhnlich erfolgt dann sofort die Bildung des Lichtbogens. Da nun oftmals Expositionsdauern von acht oder zehn Stunden erforderlich waren, und da die Lampen die unangenehme Angewohnheit haben, ungefähr jede halbe Stunde auszugehen, so konstruierte ich einen automatischen Schlüssel, welcher die Induktionsspule immer gerade in dem Augenblick betätigte, in welchem die Lampe ausging; sobald der Bogen von neuem zündete, wurde das Induktorium wieder angehalten. Diese Vorrichtung ist in der Figur 7 abgebildet. Sie bestand aus einem in den Stromkreis der Lampe eingeschalteten kleinen Elektromagnet, welcher eine Stahlfeder von einer Messingschraube abzog, solange die Lampe brannte. Die Feder und die Schraube waren in den Primärstromkreis des Induktoriums eingeschaltet.

Die Kadmiumlampe brennt mit einem blendend hellen grünlichblauen Licht, die Zinklampe mit einem eigentümlichen purpurroten Licht, welches alles Holzwerk im Zimmer blutrot erscheinen läßt, während die meisten anderen Gegenstände bläulichweiß oder purpurrot erscheinen. Beide Lampen rufen eine helle Fluoreszenz des Natriumdampfes hervor, wenn man ein Bild von ihnen auf die ovale Öffnung in der Retortenwand entwirft. Die Fluoreszenz wird in diesem Falle durch mehrere verschiedene Strahlungsarten erregt. Ich habe verschiedene Vorrichtungen angewendet, um eine Linie zur Zeit herauszugreifen. Die Kadmiumstrahlen, welche Fluoreszenz zu erregen vermögen, haben die Wellenlängen 5086, 4800 und 4678. Ich versuchte es mit Farbenfiltern, mit dem monochromatischen Beleuchtungsapparat von Fueß, sowie mit den dünnen Kristallen von chlorsaurem Kali, wie ich sie im Juniheft des Philosophical Magazine beschrieben habe; ich versuchte es auch mit einem zwischen zwei Nicols angeordneten senkrecht zur Achse geschnittenen Quarzblock. Die Anordnung, welche die besten Ergebnisse lieferte, und welche auch von dem geringsten Verlust an Licht begleitet zu sein schien, ist die in Figur 7 abgebildete. Die eine vertikale Röhre der Lampe wird hierbei als Lichtquelle benutzt. Das von ihr ausgehende Licht wird kollimiert, geht darauf durch ein großes Prisma aus Schwefelkohlenstoff und wird dann durch ein achromatisches Fernrohrobjektiv von 12 cm Apertur und 2 m Brennweite auf die Retorte fokussiert. Die Dispersion des Prismas war groß genug, um die monochromatischen Bilder der Lampe vollständig voneinander zu trennen; es konnte jedes beliebige dieser Bilder auf die Öffnung entworfen werden. Dabei ging das Licht an der Kante des rechtwinkligen Prismas vorbei, durch welches das Fluoreszenzlicht zunächst auf eine Linse und durch diese dann auf den Spalt des Spektroskopes reflektiert wurde.

Zur Erregung der Fluoreszenz des Dampfes habe ich bislang die folgenden Lichtquellen mit Erfolg angewendet: Quarzglasbogenlampen mit Kadmium-, Zink- und Thalliumfüllung; gewöhnliche Lichtbögen zwischen Elektroden aus Blei, Silber, Wismut und Kupfer; Lichtbögen zwischen Lithium, Natrium und Baryum, sowie Vakuumröhren mit Helium- und mit Wasserstoffüllung.

Leider sind die Quarzglaslampen sehr kostspielig und werden nach ungefähr dreißigstündigem Betriebe fast unbrauchbar, weil dann die Oberfläche körnig wird und sich an der Innenwand ein undurchsichtiger schwarzer Niederschlag bildet. Da nun zuweilen Expositionsdauern von acht Stunden erforderlich sind, so geht daraus hervor, daß die Verwendung von Lampen zum Preise von 30 Dollar das Stück bei einer durchschnittlichen Lebensdauer von dreißig Stunden die Untersuchung recht kostspielig gestaltet.

Die bei monochromatischer Erregung erhaltenen Photographien der Fluoreszenzspektren sind in Figur 3 wiedergegeben.

Nach jeder Exposition wurden die *D*-Linien auf der Platte verzeichnet. Durch diese Maßregel wurde die Möglichkeit gegeben, die verschiedenen Spektren zum Zwecke der Vergleichung zur Deckung zu bringen. Die *D*-Linien wird man bei den einzelnen Spektren am äußersten rechten Ende finden. Die Photographien sind als Negative reproduziert worden. Der Punkt oder die Punkte, welche mit den Wellenlängen des erregenden Lichtes zusammenfallen, sind durch Pfeile kenntlich gemacht worden. Ich habe eine Zeichnung in

großem Maßstabe auf Koordinatenpapier angefertigt, in welcher ich die interessantesten dieser Spektren, sowie einige andere, welche zu schwach waren, um reproduziert werden zu können, übersichtlich zusammengestellt habe. In dieser, in Figur 4 wiedergegebenen, Zeichnung sind die erregenden Wellenlängen, gerade wie auf den Photographien, durch Pfeile gekennzeichnet.

Unten auf dieser Übersichtstafel wird man Zeichnungen des komplexen Spektrums und des Spektrums der magnetischen Drehung finden. Diese beiden Zeichnungen sind auf Grund von photographischen Aufnahmen gemacht worden, die mit dem großen Konkavgitter gewonnen worden waren, und zwar die erstgenannte nach einem Positiv. Oben auf der Tafel habe ich eine zusammengesetzte Zeichnung beigefugt; diese stellt eine Übereinanderlagerung aller der einfachen Fluoreszenzspektren dar, welche ich bisher erhalten habe. Unmittelbar darunter findet man die Spektren, welche durch die Gesamtstrahlung der Kadmium- und der Zinkröhren erhalten wurden. In jedem Einzelfalle sind dabei drei verschiedene Strahlungen gleichzeitig zur Erregung verwandt worden; es ist indessen fast unmöglich, zwei Fluoreszenzlinien zu finden, welche zusammenfallen. Die übrigen Spektren sind zum größten Teil durch eine einzelne monochromatische Strahlung erregt worden, deren Wellenlänge in jedem Falle durch den Pfeil bezeichnet wird. Von den Fluoreszenzspektren, welche durch die getrennten Strahlungen des Kupferlichtbogens oder durch die getrennten Zinklinien 4680 und 4720 erregt werden, habe ich photographische Aufnahmen bisher noch nicht erhalten; ich habe infolgedessen diese Spektren zusammen gezeichnet. Es ist indessen möglich, auf Grund einer Vergleichung des durch die Kupferstrahlung erregten Spektrums mit dem durch die Zinklinie 4811 erregten, Vermutungen darüber zu äußern, welche der Linien zusammen gehören.

Wir wollen mit einer Untersuchung der durch die Strahlung des Kadmiums erregten Spektren beginnen.

Erregung mit Kadmiumlicht.

In der Figur 3 sind unter *h*, *i*, *j* und *k* photographische Aufnahmen von Fluoreszenzspektren wiedergegeben, die bei Erregung mittels Kadmiumlichtbogens erhalten worden sind.

Von diesen Spektren sind *i* und *k* durch alle drei Kadmiumlinien erregt worden, ersteres aber mit einem viel engeren Spalt aufgenommen worden als letzteres. Das Spektrum *h* wurde bei Erregung des Natriumdampfes durch die Linie 4800 aufgenommen. Bei direkter Beobachtung mit dem Auge besteht es aus zwölf hellen Linien, die in Gruppen von je zweien und vieren angeordnet sind, wie ich es in der Übersicht (Fig. 4) unmittelbar über dem ziemlich weit unten wiedergegebenen komplexen Spektrum angegeben habe. In der Mitte zwischen diesen Gruppen kann man mit sehr gut ausgeruhtem Auge sehr schwache Linien bemerken. Die starken Linien sind in folgender Weise angeordnet: zwei Linien, fehlende Linie, vier Linien, fehlende Linie, zwei Linien, fehlende Linie, vier Linien. Die fehlenden, oder, richtiger gesagt, die schwachen Linien, gehören offensichtlich einer und derselben Serie an; betrachtet man alle Linien zusammen, so wird man finden, daß sie, im Normalspektrum gemessen, sehr nahezu gleichen Abstand voneinander haben.

Die Wellenlängen der Linien in diesen Serien, wie sie sich durch die Ausmessung der mit dem Prismenspektrographen aufgenommenen Platten ergeben, sind folgende:

λ	$\Delta\lambda$	
4766		(im Original 4760. Iklé.)
	34	
4800		
	38	
4838		
....	$\frac{70}{2} = 35$	
4908		
	38	
4946		
	37	
4983		
	39	
5019		
....	$\frac{76}{2} = 38$	
5095		
	38	
5133		
....	$\frac{74}{2} = 37$	
5207		
	38	
5245		
	38	
5283		
	38	
5321		

Diese Wellenlänge betrachte ich als genau bis auf ungefähr 2 Ångström-Einheiten oder ein Drittel des gegenseitigen Abstandes der *D*-Linien.

Es ist natürlich von äußerster Wichtigkeit, die Gesetzmäßigkeit zu bestimmen, welche in der Verteilung der Linien in den einfachen Spektren herrscht. Vielleicht kann man hierfür einen Fingerzeig gewinnen, wenn man auf das Spektrum der magnetischen Drehung für den Dampf zurückgreift, dessen Linien im allgemeinen den Linien des Fluoreszenzspektrums entsprechen. Ich habe dieses Spektrum mit einem großen Konkavgittter photographiert und die Wellenlänge mindestens bis auf ein Zehntel

einer Ångström-Einheit genau bestimmt. Die starken Linien, welche ich an den nachstehend verzeichneten Stellen des Spektrums gefunden habe, bilden eine Serie, die der Serie analog ist, welche ich bei Erregung mittels der Kadmiumlinie 4800 erhalten habe:

λ	$\Delta\lambda$	
5119,34		
5079,78	39,56	
5040,65	39,13	
5001,57	39,08	
4962,85	38,72	im Origin. 38,67 38,52
4924,32	38,53	vgl. auch weiter unten (Iklé.)

Wir haben diese Serie als die erste bezeichnet.

Die Wellenlängendifferenzen sind hier mit viel größerer Annäherung konstant und nehmen fortgesetzt ab.

Die Linien dieser Serie treten ganz besonders deutlich im Spektrum der magnetischen Drehung hervor (vergl. Fig. 1, *c*). Ich habe dieses deshalb zuerst erwähnt. Sie treten ferner im Fluoreszenzspektrum bei Erregung durch die Bleilinie 5001 auf, wie ein Blick auf die Zusammenstellung in Figur 4 zeigt.

Versuchen wir nun, eine der Serien im Spektrum der magnetischen Drehung der Serie im Fluoreszenzspektrum bei Erregung mit Kadmiumlicht von der Wellenlänge 4800 anzupassen, so finden wir, daß die dritte Serie im Spektrum der magnetischen Drehung zwischen 5019 und 5134 mit der Serie des Fluoreszenzspektrums zusammenfällt, während diese im violetten Spektralgebiet mit der vierten Serie des Spektrums der magnetischen Drehung zusammenfällt. Ich bin nicht ganz sicher, ob diese Eigentümlichkeit etwa auf kleine Fehler in der Bestimmung der Wellenlängen zurückzuführen ist oder nicht. Ich glaube es jedoch nicht, denn ich habe die beiden Negative, das des Fluoreszenzspektrums bei Erregung mit Kadmiumlicht, und das des Spektrums der magnetischen Drehung, die beide mit demselben Apparate aufgenommen worden waren, ich habe diese beiden Negative mit größter Sorgfalt zur Deckung gebracht und dabei dieselbe Unstimmigkeit gefunden. Irgend etwas Sicheres können wir allerdings erst dann erfahren, wenn die Serie des durch Kadmiumlicht erregten Fluoreszenzspektrums mit dem Gitter photographiert sein wird.

Ich rechne, im Laufe des nächsten Jahres die Fluoreszenzspektren, welche bei Erregung durch die Strahlung des Kadmiumlichtes und des Zinklichtes auftreten, mit Hilfe des großen Konkavgitters zu photographieren. Dann wird die Möglichkeit gegeben sein, die Wellenlängen der Linien bis auf ein Zehntel einer Ångström-Einheit genau zu bestimmen. Einer der bemerkenswertesten Umstände, die mit dem Auftreten der Linien einer Serie in Zusammenhang stehen, ist der, daß die Energieverteilung unter den einzelnen Linien von der Wellenlänge des erregenden Lichtes abhängig ist.

Leider senden nur sehr wenige Lichtbögen Licht von genügender Helligkeit aus, um Fluoreszenz zu erregen. Indessen habe ich gefunden, daß die Silberlinie 5207, welche mit einer Linie der Serie im Spektrum der durch die Kadmiumlinie 4800 erregten Fluoreszenz zusammenfällt, daß diese Silberlinie für diesen Zweck genügend hell war. Das Silber wurde sorgfältig von allem Kupfer befreit, weil die benachbarten Kupferlinien gleichfalls kräftige Fluoreszenzwirkung besitzen. Wenn diese Kupferlinien aber fehlten, so war keine weitere prismatische Zerlegung erforderlich, weil die übrigen Silberlinien unwirksam waren. Eine photographische Aufnahme des bei Erregung mit Silberlicht gewonnenen Fluoreszenzspektrums ist in Figur 3 unter *g* wiedergegeben. Die Serie weist im vorliegenden Falle keine Lücken auf: Die Linie bei 5170, die bei der Erregung durch Kadmiumlicht fehlt, tritt hier kräftig hervor, wie dies auch aus der Übersicht (Fig. 4) ersichtlich wird. Ich verengte die Spalte des monochromatischen Beleuchtungsapparates bis auf Haaresbreite und stellte den Apparat so ein, daß er Licht von solchen Wellenlängen lieferte, welche anderen Linien in der Serie entsprachen. Ich erhielt bei dieser Anordnung Photographien, die ich in der Übersichtszeichnung mitgeteilt habe (s. Fig. 4). Man sieht dort, daß in jedem einzelnen Falle schwache oder fehlende Linien vorkommen, daß aber deren Lage sich mit der Wellenlänge des erregenden Lichtes verändert. Wenn wir annehmen, daß jede einzelne Linie durch ein einzelnes Elektron oder einen einzelnen Vibrator hervorgerufen wird, so deutet die Erscheinung darauf hin, daß diese Vibratoren in irgendeiner Weise miteinander vereinigt sind, etwa zu einem geschlossenen Ringe, und daß, wenn dieses System in Schwingung versetzt wird, Knotenpunkte auftreten, deren Lage davon abhängig ist, an welchem Punkte in der Kette gerade die periodische Kraft angreift. Wenn ferner die Kraft an dem Teile der Kette angreift, der eine hohe Eigenschwingung hat, so werden, wie bereits nachgewiesen worden ist, gerade die Gebiete mit höchster und niedrigster Frequenz erregt, während anscheinend das dazwischen liegende Gebiet in Ruhe bleibt. Dies ist besonders bei der Erregung durch Wismutstrahlung zu erkennen (siehe Fig. 3, *e* und Fig. 4).

Außer den oben aufgezählten Linien ist noch eine Reihe anderer am oberen Ende des Spektrums vorhanden. Diese sind anscheinend

nicht mit derselben Regelmäßigkeit verteilt, obschon einige von ihnen vielleicht eine Erweiterung der Serie bilden, oder vielleicht wahrscheinlicher der Anfang einer neuen Serie sind. Im allgemeinen habe ich gefunden, daß die Linien in den einfachen Spektren zwischen dem äußersten violetten Ende und einem ungefähr bei $\lambda = 5350$ gelegenen Punkte regelmäßig verteilt sind. Oberhalb dieses Punktes ist die Verteilung im allgemeinen sehr unregelmäßig, und es ist schwierig, das Spektrum zu entwirren. Über diesen Punkt werde ich mich weiter unten noch ausführlicher verbreiten.

Wir wollen nun zunächst das Spektrum der durch die grüne Kadmiumlinie 5086 erregten Fluoreszenz betrachten.

Dieses Spektrum ist dadurch merkwürdig, daß es sich aus elf regelmäßig verteilten Linienpaaren zusammensetzt (vergl. Fig. 3, *f* und Fig. 4). Auf der photographischen Platte sind auch die beiden anderen Kadmiumlinien sichtbar, weil der Spektrograph nicht gegen das von der Lampe ausgestrahlte diffuse Licht geschützt war.

Eine Serie im Spektrum der magnetischen Drehung fällt mit der Serie zusammen, welche von den Gliedern kürzerer Wellenlänge jedes Paares gebildet wird. Ich gebe in der folgenden Tabelle die Wellenlängen und deren Differenzen an:

λ	$\Delta\lambda$
5165,85	
	39,31
5126,54	
	39,23
5087,31	
	38,82
5048,49	
......	$\frac{77,64}{2} = 38,82$
4970,85	
	38,21
4932,64	
	38,06
4894,58	

Ich bin vollständig im unklaren darüber, wie die von den anderen Gliedern der Dupletts gebildete Serie zustande kommt. Sie scheint mit der Serie zusammenzufallen, welche durch die Heliumlinie 5014 erregt wird, wie aus der Betrachtung der Übersicht (Fig. 4) hervorgeht. Anfangs schien es mir, als ob die erregende Linie vielleicht zwischen zwei benachbarten Fluoreszenzlinien liegen und auf diese Weise eine doppelte Serie erregen könnte. Nun liegt aber die Kadmiumlinie 5086 von der magnetischen Linie 5087,3 aus ein wenig auf der Seite kürzerer Wellen, während die andere Linie dieses Paares die Wellenlänge 5092 hat, also auf der Seite längerer Wellen liegt.

Dies ist der einzige Fall der Erregung eines Spektrums von Dupletts durch monochromatisches Licht, den ich verzeichnet habe; allerdings bin ich der Ansicht, daß sich die Kupferlinie 5152 in derselben Weise verhält.

Noch merkwürdiger ist die Tatsache, daß wir dann keine Dupletts mehr erhalten, wenn die Erregung an einem anderen Punkte erfolgt. Die Lithiumlinie bei 4971 greift auf eine der stärker brechbaren Komponenten eines der Dupletts über, aber in dem betreffenden Fluoreszenzspektrum erscheint nur eine einzige Serie von Linien (siehe Fig. 4). Die andere Serie, also die weniger brechbare Komponente, kann für sich allein durch Erregung mittels der Heliumlinie 5014 hervorgerufen werden (siehe Fig. 4). Wenn wir es mit irgendeinem Gebilde von der Art eines Elektronendupletts zu tun hätten, so müßten wir erwarten, daß sowohl die Strahlen des Lithiums als auch die des Heliums eine Fluoreszenz mit Doppellinien erregten.

Wenn wir versuchen, die Erscheinungen durch die Annahme zu erklären, daß zwei Elektronenketten im Punkte 5086 miteinander verbunden seien, so müssen wir auch über die Tatsache Rechenschaft geben, daß der Vibrator 5086 die andere Kette dann miterregt, wenn Licht von der Periode seiner Eigenschwingung auf ihn einwirkt, dagegen nicht auch dann, wenn er durch die Strahlung des Lithiums in Schwingungen versetzt wird, welche an einem anderen Punkte der Kette angreifen. Ich habe diese Hypothese der Elektronenketten nur als eine Hilfshypothese zur Beschreibung der physikalischen Erscheinungen angenommen, ohne mich dabei etwa großen Hoffnungen hinzugeben, mit ihrer Hilfe irgend etwas erklären zu können.

Viel wahrscheinlicher erscheint es mir, daß die verschiedenen Linien Schwingungen verschiedener Frequenz desselben Systems darstellen. Wir dürfen nicht versuchen, das Molekül einem Klavier gar zu ähnlich zu machen. Die Schwingungen können Kräuselwellen sein, welche über die Oberfläche des Moleküls dahingleiten, sie können aber auch grundverschieden von allem sein, was uns vertraut ist. Wenn wir niemals eine Glocke gesehen haben würden, so würde es schwierig für uns sein, gestützt auf Untersuchungen an einer Reihe einfacher Pendel die Theorie der äußerst komplizierten Glockenschwingungen zu entwickeln. Möglicherweise können durch Erregung an irgendwelchen anderen Punkten die doppelten Linien hervorgebracht werden.

Ich habe dies mit dem monochromatischen Beleuchtungsapparat zu erreichen versucht, indessen keinen Erfolg gehabt. Man kann die Bande des erregenden Lichtes nicht gut viel schmäler machen als die Entfernung zwischen den Komponenten des Dupletts. Selbst wenn ich das Instrument auf die Wellenlänge 5086 eingestellt hatte, vermochte ich keine Spur der Dupletts zu entdecken. Ich gehe jetzt mit der Absicht um, die Untersuchung über diesen

Gegenstand mit einem größeren monochromatischen Beleuchtungsapparat weiter zu führen, welcher mit größerer Annäherung monochromatisches Licht liefern soll.

Neben den elf Linienpaaren treten im Spektrum der durch die Kadmiumlinie 5086 erregten Fluoreszenz noch zwei kräftige Linien bei den Wellenlängen 5305 und 5341 auf. Diese scheinen derselben Serie anzugehören, und die erstgenannte ist von einer schwachen Linie begleitet, die mit ihr zusammen ein Duplett bildet. Die Linie 5341 ist gleichfalls von einer anderen Linie begleitet, welche indessen so schwach ist, daß sie eben nur noch unterschieden werden kann.

Das Spektrum, welches von der stärker brechbaren der beiden blauen Kadmiumlinien 4678 erregt wird, habe ich nur auf der Übersichtstafel (Fig. 4) wiedergegeben. Es besteht aus einer regelmäßigen Serie von fünf Linien im blauen Spektralgebiet und aus einer großen Anzahl unregelmäßig verteilter Linien von außerordentlich verschiedener Intensität im gelbgrünen Gebiet. Von diesen Linien scheint keine einzige im Spektrum der magnetischen Drehung vertreten zu sein.

Dieses Spektrum liefert ein schönes Beispiel für die charakteristische Eigentümlichkeit des Fluoreszenzspektrums des Natriums, daß nämlich eine Erregung am stärker brechbaren Ende eine kräftige Fluoreszenz am entgegengesetzten Ende hervorruft. Die Linien, welche die regelmäßige Serie bilden, können wir als direkt erregte, die anderen, im gelben Gebiete liegenden, als indirekt erregte bezeichnen. Letztere scheinen in allen Fällen unregelmäßig verteilt zu sein. Das große Problem, welches wir zu lösen haben, besteht darin, die Natur des Mechanismus zu bestimmen, und herauszufinden, weshalb die Vibratoren mit niedriger Eigenschwingungszahl durch Anstoß von seiten derer mit hoher Eigenschwingungszahl in Gang gesetzt werden, während sie in Ruhe bleiben, wenn die Erregung in der Mitte des Spektrums erfolgt. Spekulationen über diese Punkte müssen wir für jetzt verschieben.

Erregung durch das Licht des Zinkbogens.

Das gesamte Fluoreszenzspektrum bei Erregung durch alle drei Zinklinien — also durch die Gesamtstrahlung der Lampe — ist ziemlich hoch oben in der Figur 4, dicht unter dem Fluoreszenzspektrum bei Erregung durch Kadmiumlicht, dargestellt. Es ist kaum möglich, eine Koinzidenz zwischen zwei Linien zu finden. Legt man die beiden Spektren nebeneinander, so ergeben sie ein treffendes Bild von der Veränderung, welche durch Verschiedenheit der Erregung desselben fluoreszierenden Mediums entsteht. In Figur 3, *c* ist eine photographische Aufnahme des Spektrums wiedergegeben.

Erregen wir die Fluoreszenz durch die Zinklinie 4811 allein, so erhalten wir ein Spektrum, wie es in der Figur 3, *b* dargestellt ist. Die beiden anderen Zinklinien sind natürlich infolge der Einwirkung des diffusen Lichtes auch gegenwärtig. Werfen wir nun einen Blick auf die Übersichtstafel (Fig. 4), so finden wir, daß das violette Ende dieses Spektrums recht gut mit der fünften Serie im Spektrum der magnetischen Drehung übereinstimmt, wenngleich auch andere Linien zugegen sind. Die beiden kräftigen Linien bei 5188 und 5225 scheinen auch derselben Serie anzugehören. Im ganzen sind die Linien viel weniger gleichmäßig verteilt als bei der Erregung durch die Kadmiumlinie 4800. Die drei breiten Paare zwischen 5230 und 5350 sind dieser Art der Erregung eigentümlich.

Auf der Übersichtstafel (Fig. 4) habe ich auch das Spektrum der durch die beiden anderen Zinklinien, 4680 und 4722, erregten Fluoreszenz eingetragen. Diese beiden Linien liegen so nahe beieinander, daß es sich als unmöglich erwies, den Dampf nur mit dem Licht einer derselben zu beleuchten und dabei gleichzeitig eine hinreichende Beleuchtungsstärke zu erhalten, um starke Fluoreszenz erregen zu können. Bislang habe ich noch nicht viele Anzeichen für eine Regelmäßigkeit in der Verteilung der Linien in diesem Spektrum finden können; indessen sind unzweideutige Spuren von zwei Serien in unmittelbarer Nachbarschaft der erregenden Linien vorhanden. Die Linien, welche zusammen zu gehören scheinen, habe ich mit den Buchstaben *A* und *B* bezeichnet. (Man vergleiche hiermit das Spektrum der durch Heliumstrahlung erregten Fluoreszenz in derselben Figur 4.) Wir haben eine ungeheure Anzahl von Linien im gelbgrünen Spektralgebiet, da wir ja am entgegengesetzten Ende des Spektrums eine doppelte Erregung haben. Hier scheint eine gewisse Regelmäßigkeit vorzuliegen, indessen ist es schwer, zu sagen, welche Linien zusammengehören.

Erregung mit Wismutlicht.

Das Licht des Wismutbogens liefert einen schönen Erreger für die Fluoreszenz; es enthält nämlich nur eine einzige wirksame Linie, die kräftige Linie bei 4724. Sie erzeugt eine sehr regelmäßige Serie im blauvioletten Spektralgebiet, deren Linien in die Mitte zwischen die Linien der dritten und der vierten Serie im Spektrum der magnetischen Drehung zu fallen scheinen (siehe Fig. 3, *e* und Fig. 4). Obschon die Wellenlänge des erregenden Lichtes hier

nur um zwei Ångstöm-Einheiten größer ist als die der Zinklinie 4722, so sind doch die Zwischenräume in der Serie in beiden Fällen gänzlich verschieden. Dasselbe habe ich bei Erregung durch die kürzeste Kadmiumlinie und durch die Zinklinie gefunden. Dieser Umstand läßt es möglich erscheinen, daß man interessante Ergebnisse erhalten dürfte, wenn man die Wellenlänge der erregenden Linie, entweder durch Druck oder durch ein starkes Magnetfeld, verändern würde. Versuche nach dieser Richtung hin will ich im kommenden Winter anstellen.

In diesen beiden Fällen haben wir es mit Erregung durch Linien von nahezu derselben Wellenlänge zu tun, und in beiden Fällen wird die Serie mit den größeren Zwischenräumen dann hervorgebracht, wenn die Erregung durch die größere Wellenlänge erfolgt. Es steht noch die Entscheidung darüber aus, ob wir verschiedene Absorptionsstreifen zu fassen bekommen und vollständig verschiedene Serien erregen, oder ob wir in beiden Fällen denselben Vibrator erregen, und der gegenseitige Abstand der entstehenden Linien dann davon abhängt, bis zu welchem Grade wir uns mit unseren erregenden Schwingungen seiner natürlichen Eigenschwingung nähern.

Außer den gleichmäßig verteilten Linien im violetten Spektralgebiet haben wir an gelbgrünen noch eine verwickelte Linienzusammensetzung. Der dazwischen liegende Teil des Spektrums ist ganz frei von Linien. Eine dieser Linien, $\lambda = 5300$, hat einen breiten verwaschenen Schatten, und es verdient vielleicht erwähnt zu werden, daß wir an dieser Stelle des Spektrums bei Erregung durch die beiden Zinkstrahlungen ein verschwommenes Duplett haben, bei Erregung durch die Zinklinie 4811 eine einzelne Linie, und bei Erregung durch die Kadmiumlinie 4800 zwei schwache Linien. Einige der übrigen Linien zeigen Schatten, wie aus der Übersichtstafel (Fig. 4) zu ersehen ist, und bei der Wellenlänge 5460 finden wir eine breite verwaschene Bande. Alle diese Eigentümlichkeiten machen die Sachlage verwickelt, und ich habe die Aufmerksamkeit nur auf sie gelenkt, um zu zeigen, daß wir nicht erwarten dürfen, den Zusammenhang der Dinge durch einen gar zu einfachen Mechanismus erklären zu können.

Ein paar Worte in betreff des Wismutlichtbogens dürften wohl noch am Platze sein. Ich habe verschiedene Anordnungen versucht, beispielsweise Eintauchen der Elektroden in Wasser, Verbrennung im Kohlebogen usf. Als beste Anordnung ergab sich eine aus einem Stuck dünnen Eisenblechs geschlagene flache Schüssel von ungefähr 4 cm Durchmesser, welche nahezu ganz mit geschmolzenem Wismut gefüllt und über einem kleinen Brenner glühend erhalten wurde. Die metallene Schale bildete die positive Elektrode, während die negative aus einem Eisenstabe bestand, welcher mit Hilfe eines Zahnstangengetriebes auf- und abwärts bewegt werden konnte. Der Lichtbogen erforderte beständige Wartung, denn es mußte alle zehn oder fünfzehn Minuten frisches Metall in die Schale gegossen werden; nun waren Expositionsdauern von acht Stunden notwendig; man sieht also, daß ein ungeheurer Aufwand von sehr anstrengender Arbeit in allen Fällen erforderlich war, wo Lichtbögen in freier Luft zur Anwendung gelangten.

Erregung mit Kupferlicht.

Ich bin bisher nicht imstande gewesen, photographische Aufnahmen der durch die einzelnen Kupferstrahlen getrennt erregten Fluoreszenz zu erhalten. Die Linien liegen nahe beieinander, und der Bogen leckt über die Elektroden hinweg. Ich hoffe, im nächsten Jahre in dieser Hinsicht Verbesserungen einzuführen. In Figur 3 *a* sieht man das Spektrum der durch die Gesamtstrahlung des Kupfers erregten Fluoreszenz. Nur die grünen Linien wirken fluoreszenzerregend auf den Dampf ein. Wie ein Blick auf die Übersichtstafel (Fig. 4) lehrt, scheinen die Linien im Fluoreszenzspektrum in keiner sehr engen Beziehung zu den Linien im Spektrum der magnetischen Drehung zu stehen. Dagegen fallen viele Linien mit Linien in den Spektren der durch die Zinklinie 4811 und der durch die Zinklinien 4680 und 4720 erregten Fluoreszenz zusammen. Auf Grund einer Vergleichung dieser drei Spektren habe ich vorläufig die Linien bestimmt, welche im Spektrum der durch die Kupferstrahlungen erregten Fluoreszenz zueinander gehören. Diese Linien habe ich in Figur 4 durch darüber angebrachte Kreuze und senkrechte Striche bezeichnet; andere Linien, die in den Spektren der durch Zinklicht erregten Fluoreszenz nicht auftreten, habe ich nicht besonders hervorgehoben. Ich vermute, daß die Erregung durch die Kupferlinie 5152 ein Duplett an dieser Stelle, und wahrscheinlich auch an anderen Punkten, hervorbringen wird, gerade wie dies bei Erregung durch die Kadmiumlinie 5086 der Fall ist. Ich werde versuchen, diese Vermutung zu bestätigen. Ich habe gelegentlich in ein oder zwei Fällen bei dem Versuch, den Dampf durch diese Linie für sich allein zur Fluoreszenz zu erregen, den Eindruck gehabt, als sähe ich deutlich Dupletts; ich habe aber damals diese Erscheinung auf eine unvollkommene Trennung der erregenden Linien zurückgeführt.

Erregung mit Bleilicht.

Ich benutzte, um den Dampf zur Fluoreszenz zu erregen, einen Bleilichtbogen, der in ähnlicher Weise gehandhabt wurde, wie ich es eben beim Wismutlichtbogen beschrieben habe. Die einzige wirksame Linie war die bei 5001 liegende, und diese brachte eine scharf ausgeprägte Serie von Fluoreszenzlinien hervor, welche genau mit der ersten Serie im Spektrum der magnetischen Drehung zusammenfiel. Es verdient bemerkt zu werden, daß eine der Extralinien aus dem Spektrum der magnetischen Drehung sehr nahe an der erregenden Linie liegt, daß indessen keine dieser Linien im Fluoreszenzspektrum erschien. Die durch Bleilicht erregte Fluoreszenz war sehr schwach, und selbst bei einer achtstündigen Expositionsdauer blieben die Linien sehr matt.

Erregung mit Heliumlicht.

Es wurde eine große Heliumröhre für Längsdurchsicht von 3 mm lichter Weite für diese Untersuchung angefertigt. Diese Röhre konnte dauernd mit einem Induktorium betrieben werden, welches einen kräftigen Funken von zehn Zoll Länge gab. Ich benutzte eine Expositionsdauer von ungefähr zwölf Stunden. Von den Heliumlinien sind zwei wirksam: die Linie 5015 liefert eine scharf ausgeprägte Serie, deren Linien genau in die Mitte zwischen die Linien der zweiten und dritten Serie im Spektrum der magnetischen Drehung fallen; die Linie 4713 erzeugt eine schöne Serie im blauen Spektralgebiet und mindestens sechs getrennte Linien im gelbgrünen, deren Wellenlängen aus der Übersichtstafel (Fig. 4) zu entnehmen sind. Die erregende Linie fällt im vorliegenden Falle mit einer der Linien im Spektrum der durch die Zinklinie 4680 erregten Fluoreszenz zusammen, und es herrscht vollkommene Übereinstimmung hinsichtlich der Lage der Fluoreszenzlinien in beiden Fällen, und zwar nicht nur im blauen, sondern auch im gelbgrünen Spektralgebiet. Auf der Übersichtstafel (Fig. 4) habe ich die Linien im Spektrum der durch die Linie 4680 erregten Fluoreszenz, oder wenigstens so viele von ihnen, wie ich identifizieren konnte, hervorgehoben. Die Identifizierung erfolgte selbstverständlich durch Vergleichung mit dem Spektrum der durch Heliumlicht erregten Fluoreszenz.

Erregung mit Lithiumlicht.

Ich ließ zwischen einem Kohlestab und einem großen Kohleblock, auf welchen das Lithiumsalz gelegt wurde, einen Lichtbogen übergehen. Das Bild der roten Flamme wurde auf das Fenster der Retorte entworfen und erregte eine helle Fluoreszenz. Zwei von den Lithiumlinien waren wirksam: Die eine liegt bei 4601; sie war die kurzwelligste monochromatische Erregungsquelle, welche ich bisher gefunden habe; sie liefert die Serie im violetten Gebiet (siehe Fig. 4) und eine große Anzahl Linien im gelbgrünen. Die andere wirksame Linie liegt bei 4971; sie liefert eine schöne Serie im grünen Spektralgebiet, welche genau mit der zweiten Serie im Spektrum der magnetischen Drehung zusammenfällt. Die Erregung durch die Linie 4971 würde ganz besonderes Interesse bieten, weil im Spektrum der magnetischen Drehung mehrere Linien vorkommen, die sehr nahe daran liegen. Die Linie ist leider nicht sehr hell, und die Fluoreszenzlinien waren so schwach, daß sie nur mit Mühe gemessen werden konnten.

Die Linien im gelbgrünen Spektralgebiet nehmen gleichfalls ein beträchtliches Interesse für sich in Anspruch: sie sind nämlich das Ergebnis einer einzelnen monochromatischen Erregung, welche praktisch am äußersten unteren Ende des Fluoreszenzspektrums angreift. Tatsächlich liegt diese Linie beträchtlich unterhalb der Grenze des Fluoreszenzspektrums, welches für gewöhnlich bei Erregung mittels weißen Lichtes erscheint. Diese Grenze liegt nicht weit von der Wellenlänge 4670, der kürzesten, welche ich bislang im Spektrum der magnetischen Drehung entdeckt habe, wenn dieses mit dem Gitter photographiert worden war; auf Negativen, die mit dem Prismenspektrographen aufgenommen worden waren, waren allerdings auch noch unterhalb 4600 schwache Linien sichtbar. Es scheinen Spuren einer Anzahl von Serien im gelbgrünen Gebiet vorhanden zu sein; die Zwischenräume in diesen Serien nehmen jedoch mit wachsender Wellenlänge ab; es herrschen also hier genau entgegengesetzte Verhältnisse wie im blaugrünen Gebiet. Wahrscheinlicher ist es indessen, daß die scheinbare Abnahme der Zwischenräume bei der Annäherung an das gelbe Ende des Spektrums zurückzuführen ist auf andere Serien, die den im grünen und blauen Gebiet gefundenen sehr ähnlich sind, und daß die enge Nachbarschaft der Linien von der großen Anzahl übereinander gelagerter Serien herrührt. Bei Erregung mit weißem Licht kann man keine Spur der Linien oberhalb der Wellenlänge 5550 sehen, und sie sind so schwach, daß sie bereits ein beträchtliches Ende unterhalb dieses Punktes fast nicht mehr zu unterscheiden sind. Die breiten Verwaschungen, welche im Spektrum der mit weißem Licht erregten Fluoreszenz zu sehen sind, lassen sich ohne Zweifel einigermaßen auf den Umstand zurückführen, daß die Linien der verschiedenen Serien periodisch gleiche und entgegengesetzte Phasen miteinander zeigen: sie können somit als analog den Banden

angesehen werden, welche sich zeigen, wenn zwei Beugungsgitter von ein wenig verschiedenen Gitterkonstanten aufeinander gelegt werden.

Erregung mit Baryumlicht.

Die von dem Baryumlichtbogen erregte Fluoreszenz scheint hauptsächlich der Linie 4934 zuzuschreiben zu sein, welche mit einer der Extralinien im Spektrum der magnetischen Drehung zusammenfällt. Die Linie 4932 der zweiten Serie im Spektrum der magnetischen Drehung liegt ebenfalls ganz in ihrer Nähe, und wir finden, daß das Fluoreszenzspektrum sowohl Linien enthält, welche mit den Linien der zweiten Serie im Spektrum der magnetischen Drehung zusammenfallen, als auch solche, die mit einigen der Extralinien in diesem Spektrum zusammenfallen. Der Baryumlichtbogen enthält auch eine ganze Menge anderer schwächerer Linien, welche möglicherweise einige der Fluoreszenzlinien hervorrufen. Es wird erforderlich sein, den Versuch mit der isolierten Linie 4934 zu wiederholen.

Erregung mit Natriumlicht.

Wenn wir den Dampf mit intensivem Natriumlicht erregen, so erhalten wir, wie ich in meiner eingangs erwähnten früheren Abhandlung gezeigt habe, eine gelbe Fluoreszenz, welche sich bei spektroskopischer Untersuchung als aus zwei Linien an der Stelle der *D*-Linien bestehend erweist. Wir haben es hier mit nichts anderem zu tun als mit einer Wiederaussendung von Licht mit der gleichen Wellenlänge wie die des erregenden Lichtes. Ich habe diesen Vorgang als Resonanzstrahlung bezeichnet, weil sich zeigen läßt, daß er von der Fluoreszenz verschieden ist, wenngleich beide Vorgänge ohne Zweifel in enger Beziehung zueinander stehen. Im ultravioletten Spektralgebiet liegen eine Anzahl von Linienpaaren, welche zu derselben Serie gehören wie die *D*-Linien; es erschien deshalb von großer Bedeutung, zu entscheiden, ob diese Linienpaare im Spektrum der durch das Licht der Natriumflamme erregten Fluoreszenz erscheinen. Das Natriumrohr wurde mit einem Quarzfenster versehen und das Licht einer reichlich mit Natrium beschickten Knallgasflamme mit Hilfe einer Glaslinse auf die Öffnung der Retorte konzentriert. Es wurde auch weißes Bogenlicht benutzt, weil dieses die Schwingungen der *D*-Linie im Fluoreszenzspektrum erregt. Das Spektrum wurde mittels eines kleinen Quarzspektrographen photographiert. Obwohl nun die *D*-Linien stark überexponiert waren, war doch auf der Platte keine Spur von irgendeinem der ultravioletten Dupletts zu finden. Umgekehrt gelang es nicht, durch Beleuchtung mit ultraviolettem Licht in der Gegend des ersten ultravioletten Linienpaares irgendwelche sichtbare Fluoreszenz hervorzubringen. Ich hatte gehofft, daß sich auf diese Weise eine schwache gelbe, von einer Emission in der Gegend der *D*-Linien herrührende Fluoreszenz würde hervorbringen lassen. Ich habe bisher nicht versucht, mit D_1 und D_2 einzeln für sich Fluoreszenz zu erregen, um zu sehen, ob dann beide *D*-Linien im Fluoreszenzspektrum auftreten. Dieser Versuch wird sehr schwierig werden, und ich spare mir ihn bis zuletzt auf. Durch ihn wird die Frage erledigt werden, ob die Hauptserie des Natriumspektrums aus einer Serie von Dupletts oder aus zwei Serien einzelner Linien besteht.

Erregung durch Kathodenstrahlen.

Die Kathodenstrahlen erregen, wie ich gefunden habe, eine ähnliche Fluoreszenz wie weißes Licht. Es treten sowohl die Linien der Hauptserie als auch die der Nebenserien auf, und einige von ihnen sind von blendender Helligkeit. Der Apparat zur elektrischen Erregung der Fluoreszenz ist in Figur 11 dargestellt.

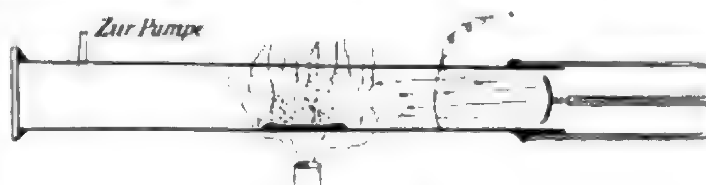


Fig. 11.

Er bestand aus einem Stahlrohr von 3 cm Durchmesser und 35 cm Länge, dessen eines Ende mit einer Glasplatte verschlossen war, während das andere Ende mittels Siegellacks an eine Glasröhre angekittet war, welche die Kathode trug. Die Quecksilberpumpe war ununterbrochen in Betrieb, um den Wasserstoff zu entfernen, der aus dem Natrium entbunden wurde. Blickte man durch das Glasfenster in das Rohr hinein, so sah man an den Stellen, wo die Kathodenstrahlen in den Dampf eintraten, eine leuchtende gelbe Lichtkugel von 2 cm Durchmesser. Ich habe ihr Spektrum photographiert; es ist in Figur 3 *n* abgebildet. Außer dem Fluoreszenzspektrum und den Natriumlinien aller drei Serien traten die Wasserstofflinien stark hervor. Es ist mir niemals gelungen, sie vollständig zu beseitigen. Ich habe mit der elektrischen Erregung nur sehr wenige Versuche angestellt, habe aber doch einige sehr seltsame Erscheinungen beobachtet. In einigen Fällen sah ich, wenn ich in schräger Richtung in das Rohr hineinblickte, daß an der Stelle, wo die Kathodenstrahlen in die Dampfmasse eintraten, ein heller grüner Fluo-

reszenzfleck vorhanden war, während an der Austrittsstelle der Kathodenstrahlen ein orangegelber Fleck zu sehen war; dabei war der zwischen diesen beiden Stellen liegende Raum nicht leuchtend. Wenn ich sie in einer zur Richtung der Strahlen geneigten Richtung betrachtete, so sah ich die beiden Flecke vollständig voneinander getrennt. Diesen Umstand betrachte ich als sehr bemerkenswert, und eine spektroskopische Untersuchung der beiden Lichtflecke wird ohne Zweifel fruchtbringende Ergebnisse liefern. Leider läßt sich die Bedingung schwer aufrecht halten, denn die Erscheinung tritt nur dann auf, wenn der Natriumdampf gerade die richtige Dichte hat und das ihn umgebende Vakuum sehr hochgradig ist. Wie ich in meiner Arbeit über die Dispersion des Natriumdampfes gezeigt habe, können wir eine dichte Masse von dem Metalldampf haben, die allseitig von einem sehr hohen Vakuum begrenzt wird, also vom Standpunkte der kinetischen Gastheorie betrachtet durchaus anomale Verhältnisse. Meine Ansicht ist, daß der grüne Fleck das Fluoreszenzspektrum zeigen wird, der gelbe Fleck aber die Linien der Hauptserie und der Nebenserien, die im Spektrum des Natriumbogens zu finden sind. Bisher habe ich aber noch nicht die Zeit gefunden, diese Frage auch nur durch Beobachtung mit dem Auge zu prüfen. Ich habe mehrmals den Versuch gemacht, aber während der Zeit, die ich brauchte, um das Bild des Lichtflecks auf den Spalt in geeigneter Richtung zu entwerfen, so daß das Licht durch die Prismen ging, und um das Auge an das Instrument heranzubringen, aber inzwischen hatten sich die Verhältnisse im Rohre bereits wieder verändert.

Es ist schwer, das Fehlen einer Leuchterscheinung inmitten der Dampfmasse und die beiden hellen Flecke zu erklären. Vielleicht bestehen die Verhältnisse, unter denen die Strahlen Fluoreszenz erregen, nur an den Stellen, wo die Dampfmasse mit dem Vakuum in Berührung steht, also in dem Gebiete, in welchem die hypothetischen Molekulargruppen zerfallen und zu den kälteren Wandungen des Rohres hinfliegen. Selbst wenn wir annehmen, daß dies der Fall sei, so bleibt noch die verschiedene Farbe der beiden Flecke zu erklären. Vielleicht erregen die Kathodenstrahlen das grüne Spektrum, während die nach der Kathode hin wandernden Kanalstrahlen die orangegelbe Lumineszenz erregen. Ich habe einen einzigen Versuch mit einem ähnlichen Rohre ausgeführt, bei dem die Anordnung so getroffen worden war, daß ein Strom von Kanalstrahlen gegen den Dampf gerichtet wurde. Die Lumineszenz war hellgelb, das Rohr zersprang aber, bevor eine spektroskopische Untersuchung vorgenommen worden war.

Andererseits werden möglicherweise die Bestandteile, welche die grüne Lumineszenz erregen, aus dem Strahlenbündel durch Absorption beseitigt, so daß der übrigbleibende Teil die gelbe Lumineszenz an der Austrittsstelle hervorbringt. Falls diese Annahme richtig wäre, so müßten wir an jeder Stelle dieselbe Menge gelben Lichtes erwarten; ich bin nun der Meinung, daß das grüne Licht viel zu rein ist, als daß dies der Fall sein könnte. Es werden weitere Versuche notwendig sein, ehe es möglich sein wird, irgendwelche einigermaßen bestimmte Schlußfolgerungen zu ziehen.

In dem durch Kathodenstrahlen erregten Spektrum sind die D-Linien ungeheuer leuchtend und fließen zu einer einzigen Lichtbande zusammen. Zu beiden Seiten dieser Bande erblickt man drei oder vier symmetrisch angeordnete Banden, welche in beiden Richtungen mit wachsendem Abstande von den D-Linien an Helligkeit abnehmen. Im Spektrum der magnetischen Drehung ist von diesen Banden keine Spur zu sehen; dieses Spektrum zeigt in in dieser Gegend nur feine, in engen Gruppen angeordnete Linien, welche nicht mit den hellen Banden der Kathodolumineszenz zusammenfallen.

In Figur 12 ist eine Photographie dieses Bandenspektrums wiedergegeben.

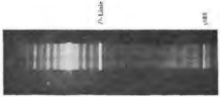


Fig. 12.

Ich bin überzeugt, daß diese Banden irgendeinen Zusammenhang mit den D-Linien haben, weil sie zu beiden Seiten der D-Linien symmetrisch angeordnet sind. Wäre die photographische Aufnahme mit einem Gitter gemacht worden, so würden wir natürlich die Banden als Geister ansprechen. Es ist möglich, daß sie den Trabantenlinien analog sind; wenn das aber der Fall ist, so haben wir es entschieden mit einer Erscheinung im großen Stile zu tun, denn die vierte Bande liegt nicht weit von dem Natriumduplett bei 5688 entfernt! Alle diese Punkte sollen im kommenden Jahre ausführlicher untersucht werden.

Andere mögliche Erregungsarten.

Während der Drucklegung dieser Arbeit kam mir der Gedanke, daß man sehr interessante

Ergebnisse erhalten würde, wenn man die Fluoreszenz durch das Licht erregen würde, welches durch den Dampf in einem Magnetfelde selektiv gedreht worden ist, d. h. durch das helle Linienspektrum der magnetischen Drehung. Dieses Licht ist ziemlich intensiv, und es würde interessant sein, zu erfahren, ob die Verteilung der Intensität über die erzeugten Fluoreszenzlinien dieselbe wäre wie im Spektrum der magnetischen Drehung.

Was ich indessen vor allen Dingen brauchte, das wäre eine Reihe von Filtern, die mir die Möglichkeit bieten würde, Linien wie die des Kupfers voneinander zu trennen, ohne zu den Prismen- und Linsensystemen meine Zuflucht nehmen zu müssen. Eine schöne Sammlung von Lösungen der Salze der seltenen Erden würde wahrscheinlich bei diesen Untersuchungen sehr nützlich sein. Ich besitze Erbium, Praseodymium und Neodymium; ich würde indessen für die leihweise Überlassung anderer Salze, die sich als dienlich erweisen könnten, oder für irgendwelche Hinweise betreffs anderer möglicher Quellen für monochromatisches Licht, sehr dankbar sein. Wie ich schon früher gesagt habe, ist das notwendigste Instrument eine Lichtsirene.

Zusammengesetzte Erregung.

Auf der Übersichtstafel (Fig. 4) sieht man ganz oben, gleich unter den Serien des Spektrums der magnetischen Drehung, ein Spektrum, welches ungefähr zweihundert Linien enthält. Diese Zeichnung habe ich durch Übereinanderlegung aller Zeichnungen zusammengestellt, die ich für die einzelnen Spektren der durch monochromatisches Licht erregten Fluoreszenz gemacht habe. Dieses Spektrum enthält viele Linien, die in dem komplexen Spektrum der durch weißes Licht erregten Fluoreszenz nicht zu finden sind. In letzterem Spektrum finden wir zwischen den Wellenlängen 5000 und 5100 nur zehn bis zwölf Linien, wohingegen in dem zusammengesetzten Spektrum hier mindestens zwanzig liegen. Dieser Umstand ist von Interesse mit Rücksicht auf die periodischen dunklen Gebiete im komplexen Spektrum, welche diesem ein kanneliertes Aussehen verleihen. Das Zustandekommen dieser Kannelierung verlangt noch eingehendere Untersuchungen; ihre Lage verändert sich nämlich, wenn man die Wellenlänge des erregenden Lichtes, welches in diesem Falle ein ziemlich breites, aus dem kontinuierlichen Spektrum mittels des monochromatischen Beleuchtungapparates ausgesondertes Strahlenbündel ist, verändert. Diese Erscheinungen habe ich bereits in meiner früheren Arbeit ausführlicher beschrieben, sie erfordern indessen, wie gesagt, noch weitere Untersuchungen.

Die Serien im Spektrum der magnetischen Drehung.

Wie wir gesehen hatten, setzt sich das komplexe Fluoreszenzspektrum aus sechs oder mehr Linienserien zusammen, und zwar liegen die einzelnen Linien jeder Serie um ungefähr 38 Angström-Einheiten auseinander, so jedoch, daß die Abstände vom gelben zum violetten Ende hin fortschreitend kleiner werden. Der Umstand, daß die Linien im Spektrum der magnetischen Drehung mit den Linien des komplexen Spektrums zusammenfallen, läßt es als sicher erscheinen, daß wir dort dieselben Serien finden werden. Auf Grund einer Vergleichung der verschiedenen Fluoreszenzspektren mit dem Spektrum der magnetischen Drehung, und gestützt auf eine sorgfältige Messung der Abstände zwischen den Linien des letzteren, habe ich die Linien im Spektrum der magnetischen Drehung, soweit ich solche bislang beobachtet habe, vorläufig in fünf Serien eingeteilt.

In den nachstehenden Tabellen führe ich die betreffenden Wellenlängen und Wellenlängendifferenzen auf.

Erste Serie.

λ	$\Delta\lambda$	
5119,34		
	39,56	
5079,78		
	39,13	
5040,65		
	39,08	
5001,57		
	38,72	im Original: 38,67 und 38,52 (vergl. auch oben). (Ikle.)
4962,85		
	38,53	
4924,32		

Zweite Serie.

λ	$\Delta\lambda$	
5165,85		
	39,31	
5126,54		
	39,23	
5087,31		
	38,82	
5048,49		
....	$\frac{77,64}{2} = 38,82$	im Origin. irrtümlich 38,83. (Ikle.)
4970,85		
	38,21	
4932,64		
	38,06	
4894,58		
....	$\frac{75,15}{2} = 37,57$	
4819,43		
	36,54	
? 4782,89		
....		
	$\frac{112,89}{3} = 37,63$	
....		
4670		

Dritte Serie.

λ	$\Delta\lambda$	
5211,71		
5172,82	38,89	
5133,73	39,09	
5094,78	38,95	
....		
	$\frac{115,44}{3} = 38,48$	im Original irrtümlich $\frac{115,34}{3} = 38,45$. (Iklé.)
....		
4979,34		
....	$\frac{75,96}{2} = 37,98$	
4903,38		
4865,59	37,79	
....		
	$\frac{113,55}{3} = 37,85$	
....		
4752,04		
4715,63	36,41	

Vierte Serie.

λ	$\Delta\lambda$	
5219,00		
5179,71	39,29	
5140,71	39,00	
....		
	$\frac{115,05}{3} = 38,35$	
....		
5025,66		
....		
	$\frac{113,56}{3} = 37,85$	
....		
4912,10		
....	$\frac{74,61}{2} = 37,30$	
4837,49		
....		
	$\frac{109,97}{3} = 36,66$	im Origin. irrtümlich 36,68. (Iklé.)
....		
4727,52		
? 4692,54		

Fünfte Serie.

λ	$\Delta\lambda$	
5225,34		
5186,70	38,64	
5147,50	39,20	
....	$\frac{76}{2} = 38,00$	
5071,50		
5033,54	37,96	im Original 38,00. (Iklé.)
....	$\frac{47,92}{2} = 37,46$	
4958,62		
....	$\frac{74,81}{2} = 37,40$	
4883,81		
....	$\frac{73,65}{2} = 36,82$	
4810,16		
....	$\frac{71,66}{2} = 35,83$	
4738,5		

Extralinien.

λ	
5096,00	
5052,83	
5049,56	
5003,12	
4967,10	im Original in umgekehrter Folge. (Iklé.)
4964,39	

Wie ein Blick auf die Übersichtstafel (Fig. 4) lehrt, hat die erste Serie den größten mittleren Linienabstand und die fünfte Serie den kleinsten. Die „Skala", wenn der Ausdruck gestattet ist, nimmt also von der ersten zur fünften Serie hin allmählich ab, und die Serien kommen ungefähr bei der Wellenlänge 4860 zur Koinzidenz.

Zweifellos ließen sich diese Serien bei Verwendung der mit dem Gitter aufgenommenen Photographie des komplexen Spektrums der mit weißem Licht erregten Fluoreszenz noch bis zur Wellenlänge 5500 oder bis in deren Nachbarschaft ausdehnen. Die Linien haben indessen so diffusen Charakter, sie zeigen übergreifende Schatten und andere Eigentümlichkeiten, daß ich bisher noch nicht versucht habe, die Serien weiter auszudehnen. Ich denke, daß man unter Anwendung eines viel dichteren Dampfes das Spektrum der magnetischen Drehung beträchtlich wird ausdehnen können, und da die Linien in diesem Falle viel schärfer sind, so wird es ein Leichtes sein, die Serien zu erweitern. Vielleicht wird man auf diese Weise die übrigen Serien finden, welche noch erforderlich sind, um die im gelben Spektralgebiet gefundenen engen Zwischenräume zu ergeben.

Eine theoretische Diskussion der Versuchsergebnisse werden wir auf eine spätere Arbeit verschieben müssen. Es wäre mir in der Tat lieber, wenn diese Seite des Gegenstandes von solchen Forschern in Angriff genommen würde, die sich mit der Theorie der Molekülstrahlung eingehender beschäftigt haben als ich. Der Umstand, daß viele Linien in den einzelnen Serien des Spektrums der magnetischen Drehung und gewisse Linien in den Serien des

Fluoreszenzspektrums fehlen, gibt ganz besonders zu denken. Wir haben bekanntlich in anderen Linienserien ähnliche Verhältnisse, doch ist meines Wissens der vorliegende Fall der einzige, in welchem wir durch Abänderung der Erregungsbedingungen eine Änderung in der Lage der fehlenden Linien hervorbringen können. Mir scheint, als ob die Daten, welche uns der Natriumdampf an die Hand gibt, uns schließlich in den Stand setzen müssten, zwischen den verschiedenen Theorien, welche zur Erklärung der Serien im Spektrum aufgestellt worden sind, die Entscheidung zu treffen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. Oktober 1906.)

Über die Lichtemission durch die α-Strahlen.

Von J. Stark.

§ 1. Einfluß des elektrischen Feldes auf die Emission des Bandenspektrums. — Sir William und Lady Huggins[1]), B. Walter und R. Pohl[2]), F. Himstedt und G. Meyer[3]), B. Walter[4]) und R. Pohl[5]) haben nachgewiesen, daß Luft und Stickstoff unmittelbar an einem Radiumpräparat das Bandenspektrum des Stickstoffs emittiert. Nach B. Walter[6]), R. Pohl[7]), W. Marckwald und R. Herrmann[8]) emittiert die Luft auch in der Nähe von Radiotellur (Polonium) Licht; dessen Spektrum ist nach B. Walter[9]) identisch mit dem Bandenspektrum des Stickstoffs. Aus verschiedenen Versuchen und Umständen ist zu schließen, daß überwiegend die α-Strahlen die Emission des Bandenspektrums des Stickstoffs veranlassen. Wird also Stickstoff von α-Strahlen (Geschwindigkeit 1 bis $1,7 \cdot 10^9$ cm/sec) durchlaufen, so emittiert er das Bandenspektrum. Ebenso emittiert Stickstoff sein Bandenspektrum, wenn er von Kanalstrahlen[10]) durchlaufen wird. Diese können wir betrachten als α-Strahlen von kleiner Geschwindigkeit ($0,2-5 \cdot 10^8$ cm/sec bei Wasserstoff-Kanalstrahlen).

Gegenstand der nachstehenden Untersuchung ist die Frage, ob die Emission des Bandenspektrums des Stickstoffs, welche durch die α-Strahlen von Radiotellur veranlaßt wird, durch ein elektrisches Feld eine Veränderung erfährt.

Fig. 1 stellt perspektivisch dar ein rechtwinklig gebogenes Kupferblech; dessen Unterseite hatte ich von Dr. R. Sthamer in Hamburg mit Radiotellur überziehen lassen. Vier derartige kongruente und gleichartig behandelte Kupferbleche wurden an einer 2 mm dicken Hartgummischeibe so befestigt, wie es Fig. 2 in Vorderansicht zeigt; je zwei aktivierte Flächen standen in einem Abstand von 1 cm einander parallel gegenüber. Es waren so zwei kongruente, durch Hartgummi getrennte Luftkammern geschaffen, in welchen der Stickstoff unter dem Einfluß der α-Strahlen des Radiotellurs sein Bandenspektrum emittierte.

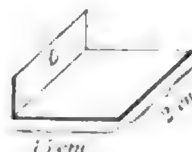


Fig. 1.

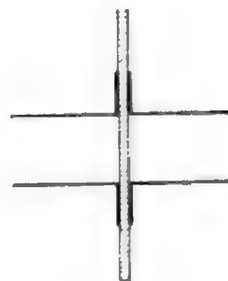


Fig. 2.

Fig. 3.

Zum Nachweis dieser Lichtemission wurde folgendes Verfahren angewendet. Wie aus Fig. 3 (Seitenansicht) zu ersehen ist, wurde den zwei durchstrahlten Kammern in einem Abstand von 43 cm eine Quarzlinse von 4,5 cm Durchmesser gegenübergestellt, diese entwarf auf eine 25 cm entfernte photographische Platte das Bild der zwei Kammern. Die Hartgummischeibe mit den aktivierten Platten, die Quarzlinse und die photographische Platte wurden fest in einem schwarz gestrichenen Kasten montiert; so blieben sie 8 Tage lang in einem dunklen Zimmer stehen. Nach dieser Zeit wurde die photographische Platte aus dem Kasten genommen und entwickelt. Es erschien auf ihr das Bild des Luftraumes der zwei Kammern, scharf begrenzt nach der Seite der Hartgummischeibe und nach den zwei Seiten der Kupferbleche, unscharf begrenzt nach der Seite der freien Luft. Nach dieser Seite ging die Schwärzung 2—3 mm über die vordere Verbindungslinie der als Punkte sich abbildenden äußeren Ränder der aktivierten Flächen hinaus. Hieraus ist zu schließen, daß von diesen auch in schiefer Richtung α-Strahlen ausgingen

1) Sir William und Lady Huggins, Proc. Roy. Soc. **72**, 196, 409, 1903.
2) B. Walter und R. Pohl, Ann. d. Phys. **18**, 406, 1905.
3) F. Himstedt und G. Meyer, Ber. d. naturf. Ges. zu Freiburg i. Br. **16**, 13, 1905; diese Zeitschr. **6**, 688, 1905.
4) B. Walter, Ann. d. Phys. **20**, 327, 1906.
5) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **7**, 457, 1905.
6) B. Walter, Ann. d. Phys. **17**, 367, 1905.
7) R. Pohl, Ann. d. Phys. **17**, 375, 1905.
8) W. Marckwald und K. Herrmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **7**, 227, 1905.
9) B. Walter, Ann. d. Phys. **20**, 327, 1906.
10) J. Stark und W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 92, 1906.

und aus dem prismatischen Raum zwischen den aktivierten Flächen hinaus in die freie Luft liefen. Die Verteilung der Schwärzung und somit die Verteilung der Intensität der Emission in einer die zwei aktivierten Flächen (F_1 und F_2) normal verbindenden Geraden ist in Fig. 4 schematisch dargestellt; horizontal ist angetragen der Abstand zwischen den zwei Flächen F_1 und F_2, vertikal die Schwärzung. Wie man sieht, ist die Lichtemission in einer etwa 1,7 mm dicken unmittelbar an der aktivierten Fläche liegenden Luftschicht größer als in den entfernter liegenden Luftschichten.

Nachdem ich den vorstehenden Versuch zweimal mit demselben Erfolge gemacht hatte, ging ich zu folgendem Versuche über. An die vier Kupferbleche waren dünne Drähte angelötet, in der Fig. 3 sind zwei Drähte (D_1 und D_2) sichtbar. Die zwei Kupferbleche der einen Kammer wurden durch die Zuleitungsdrähte kurz geschlossen, in dem leuchtenden Luftraum zwischen ihnen war also kein elektrisches Feld

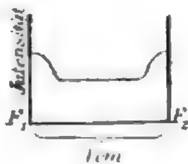


Fig. 4.

vorhanden. Dagegen wurde in der anderen durch die Hartgummischeibe von ihr getrennten Luftkammer ein elektrisches Feld hergestellt, indem an die Zuleitungsdrähte ihrer Kupferbleche unter Vorschaltung eines Widerstandes die Pole einer Hochspannungsbatterie gelegt wurden. In einem Versuch betrug die Spannungsdifferenz zwischen den zwei Blechen 160, in einem zweiten Versuche 2700 Volt. Es wurde in beiden Versuchen wieder 8 Tage lang exponiert. Die Bilder, welche ich in den zwei Versuchen von den zwei leuchtenden Luftkammern erhielt, waren gleich.

Es sei verglichen die Aufnahme, in welcher beide Luftkammern ohne elektrisches Feld waren, mit der Aufnahme, in welcher die eine Kammer ohne Feld war, während in der anderen ein elektrisches Feld und eine elektrische Strömung vorhanden war. Zwischen den zwei Aufnahmen ist kein Unterschied mit Sicherheit zu konstatieren; die Bilder der Kammer, welche in beiden Fällen ohne Feld war, sind gleich intensiv; die Bilder der anderen Kammer, die einmal ohne und einmal mit Feld war, zeigen, wenn überhaupt, so doch nur einen so kleinen Unterschied in der Intensität, daß er nicht sicher meßbar ist. Ein elektrisches Feld hat also auf die Intensität der Emission des Bandenspektrums durch die α-Strahlen, wenn überhaupt, so nur einen sehr geringen Einfluß.

Aus diesem Resultat ist zunächst zu folgern, daß der Träger des Bandenspektrums des Stickstoffs keine elektrische Ladung besitzt. Denn würde es von den positiven oder negativen Ionen emittiert, welche von den α-Strahlen in der durchlaufenen Luft erzeugt werden und Träger der elektrischen Strömung sind, so würde seine Intensität durch ein elektrisches Feld geschwächt werden müssen, da dieses die frei beweglichen Ionen in sehr kurzer Zeit aus dem ionisierten Luftraum an die Elektroden fortführt. Jene Folgerung ist auch aus der Beobachtung zu ziehen, daß sich an dem Bandenspektrum kein Doppler-Effekt [1]) nachweisen läßt.

Wir wollen nun das Resultat, daß ein elektrisches Feld ohne Einfluß ist auf die Emission des Bandenspektrums durch die α-Strahlen, mit der Hypothese kombinieren, welche ich über die Entstehung des Bandenspektrums eines Elementes aufgestellt habe. Nach dieser Hypothese wird das bei der Ionisierung eines elementaren Gases erscheinende Bandenspektrum emittiert von den einzelnen aufeinander folgenden Phasen der Wiedervereinigung eines positiven Atomions mit einem negativen Elektron. Die Wiedervereinigung kann erstens ihren Ausgang nehmen von frei beweglichen Ionen der elektrischen Strömung; auf diese Wiedervereinigung hat das elektrische Feld einen Einfluß; indem es nämlich im Sättigungsstrom die meisten frei beweglichen Ionen an die Elektroden aus dem Gase fortführt, verringert es die Wiedervereinigung im Gase. Die Wiedervereinigung kann weiter ihren Ausgang nehmen von einem positiven Atomion und einem negativen Elektron, welche durch eine äußere Einwirkung nicht eine so große relative Geschwindigkeit erhielten, daß sie entgegen der zwischen ihnen wirkenden Kraft dauernd sich trennen und frei bewegliche Ionen werden können; ferner kann sie ihren Ausgang nehmen von mittleren Phasen, nämlich von einem positiven Atomrest und einem negativen Elektron, welche durch eine äußere Einwirkung nicht völlig, sondern nur partiell voneinander getrennt wurden. Auf diese zwei letzten Arten von Wiedervereinigung ist ein elektrisches Feld ohne Einfluß. Es ist darum zu vermuten, daß die Emission des Bandenspektrums durch die α-Strahlen nicht überwiegend herrührt von der Wiedervereinigung frei beweglicher Ionen, sondern, wenn nicht ganz, so doch überwiegend herrührt von den zwei letzten Arten von Wiedervereinigung. Demnach würden die α-Strahlen auf ihrem Wege durch ein Gas außerordentlich viel mehr Gasatome nur partiell oder unter kleiner relativer Geschwindigkeit des getrennten Elektrons und positiven Atomrestes ionisieren, als sie aus neutralen Gasatomen frei

1) J. Stark, diese Zeitschr. 7, 355, 1906.

bewegliche Ionen erzeugen. Diesen Schluß ziehen ebenfalls **Bragg**[1]) und **Kleeman**[2]) aus der Erscheinung, daß sich in einem durch α-Strahlen ionisierten Gase keine vollständige Sättigung der elektrischen Strömung erzielen läßt. Dies zeigte sich auch in dem von mir untersuchten Falle; ich maß nämlich mit Hilfe eines empfindlichen Galvanometers die Stärke der Strömung in einer der Luftkammern zwischen den aktivierten Kupferblechen. Bei ungefähr 20 Volt Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden war die Sättigung bereits angenähert vorhanden; indes stieg, wie aus Fig. 5 zu ersehen ist, die Stromstärke bei wachsender Spannungsdifferenz langsam weiter, ohne überhaupt vollkommene Sättigung zu erreichen.

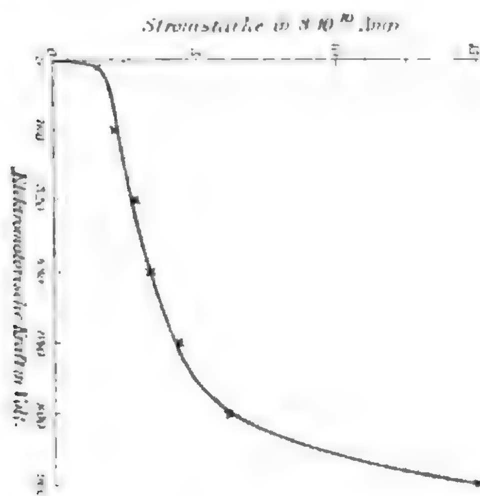


Fig. 5.

§ 2. Methode zur Untersuchung der Lichtemission durch die α-Strahlen in einem beliebigen Gase. — Bei den Untersuchungen, die ich und die Herren **Hermann**, **Kinoshita** und **Siegl** über die Lichtemission der Kanalstrahlen anstellten, zeigte sich, daß von allen Bandenspektren, welche die Kanalstrahlen zur Emission bringen, dasjenige des Stickstoffs die größte Intensität besitzt; viel schwächer ist das Bandenspektrum, welches die Kanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlensäure zur Emission bringen. Wie nach Analogie zu vermuten ist, werden die α-Strahlen in den drei genannten Gasen zwar ebenso wie in Stickstoff die Emission des Bandenspektrums veranlassen; indes wird dessen Intensität in diesen Fällen viel geringer sein als bei Stickstoff. Wenn zum spektralanalytischen Nachweis der Emission des Bandenspektrums durch die α-Strahlen eines Radiumpräparates schon bei Stickstoff eine Expositionsdauer von 10 Tagen notwendig ist, so muß die Expositionsdauer bei den drei anderen Gasen wohl ungefähr 5—10 mal länger sein, wenn die Schwärzung der Platte hier überhaupt noch angenähert proportional der Expositionszeit gesetzt werden darf; wahrscheinlich bleibt aber auch bei langer Expositionsdauer in diesem Falle die Schwärzung der photographischen Platte unterhalb des Schwellenwertes der Wahrnehmbarkeit.

Bei Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlensäure ist darum wenig Aussicht vorhanden, die Emission des Bandenspektrums dieser Gase durch die α-Strahlen mittels spektraler Zerlegung nachzuweisen. Indes wird sich durch Anwendung nachstehender Methode bei diesen Gasen wenigstens der Nachweis führen lassen, daß sie ebenfalls wie Stickstoff durch die α-Strahlen zur Emission von Licht veranlaßt werden.

Ein 5 cm langer, 1 cm weiter Hohlzylinder von Kupfer sei auf seiner inneren Fläche mit

Phot.Platte

Linse

Fig. 6.

Radiotellur überzogen (Dr. **R. Sthamer** in Hamburg präparierte in dieser Weise für mich einen ihm eingesandten Hohlzylinder). Das von dem Hohlzylinder eingeschlossene Gas wird dann von allen Seiten von α-Strahlen durchlaufen. Der Zylinder sei, wie Fig. 6 zeigt, in einer Einschnürung einer ungefähr 25 cm langen Glasröhre befestigt. Auf das eine Ende der Röhre ist eine Quarzplatte aufgekittet. Dem Zylinder ist koaxial eine Quarzlinse gegenübergestellt, dieser auf der anderen Seite eine photographische Platte. Die Abstände sind so gewählt, daß die Linse von dem mittleren Querschnitt des Hohlzylinders ein scharfes Bild auf der photographischen Platte entwirft. Wenn nun das Gas im Hohlzylinder durch die α-Strahlen zum Leuchten angeregt wird, so muß die Öffnung des Hohlzylinders nach einer Expositionsdauer von 10—30 Tagen als Kreisscheibe auf der photographischen Platte abgebildet erscheinen. Durch das seitliche Ansatzrohr kann die

1) W. H. **Bragg** und R. D. **Kleeman**, Phil. Mag. **11**, 466, 1907.
2) R. D. **Kleeman**, Phil. Mag. **12**, 273, 1906.

Glasröhre, welche den Hohlzylinder enthält, mit beliebigen Gasen gefüllt werden.

[Infolge meines Fortganges von Göttingen konnte ich die begonnenen Versuche nicht fortsetzen und die vorstehende und die nachstehende Methode nicht auf ihre Brauchbarkeit prüfen.]

§ 3. Methode, die Lichtemission der α-Strahlen selbst zu untersuchen. — Die Untersuchungen über die Lichtemission durch die Kanalstrahlen[1]) haben ergeben, daß nicht bloß das von diesen durchlaufene Gas zur Emission seines Bandenspektrums veranlaßt wird, sondern daß die Kanalstrahlen selbst Licht emittieren und zwar ein Linienspektrum. Das von den Kanalstrahlen selbst emittierte Linienspektrum zeigt den Doppler-Effekt, wenn die Richtung der Beobachtung in bezug auf die Richtung der Kanalstrahlen variiert wird. Die Intensität des von diesen emittierten Linienspektrums wächst rasch mit der Geschwindigkeit. Nach Analogie ist zu vermuten, daß auch die α-Strahlen selbst als sehr schnelle Kanalstrahlen ein charakteristisches Linienspektrum emittieren, und zwar wird die Intensität der Strahlung des einzelnen α-Teilchens entsprechend seiner großen Translationsgeschwindigkeit sehr intensiv sein.

An den von α-Strahlen emittierten Spektrallinien wird der Doppler-Effekt auftreten. Senden gleichzeitig α-Strahlen von allen möglichen Geschwindigkeits-Richtungen Licht durch den Spalt zum Beobachter, so müssen diesem die Spektrallinien nach beiden Seiten stark verbreitert erscheinen. Es sei die Geschwindigkeit der α-Strahlen gleich $1{,}5 \cdot 10^9$ cm/sec; sie mögen in bezug auf den Beobachter ruhend eine Linie $\lambda = 4500$ Å emittieren. Infolge des Doppler-Effektes wird dann diese Linie unter der gemachten Annahme auf 900 Å verbreitert erscheinen.

Um die Lichtemission der α-Strahlen selbst spektralanalytisch nachweisen zu können, hat man der vermutlich äußerst geringen Intensität dieser Emission Rechnung zu tragen und folgende drei Forderungen zu erfüllen. Erstens muß man während der Expositionsdauer möglichst viele α-Strahlen zur Wirkung auf den Spektralapparat bringen, indem man einen rasch sich umwandelnden, α-Strahlen aussendenden Körper wählt und alle dessen Strahlen ausnützt; man muß demnach eine α-Strahlen aussendende Emanation als Quelle für die α-Strahlen nehmen; es kommt nur die Radiumemanation in Betracht.

Zweitens muß man mehr Licht von den normal zur Beobachtungsrichtung verlaufenden α-Strahlen in den Spektralapparat leiten, als Licht von den α-Strahlen, welche in der Beobachtungsrichtung eine beträchtliche Geschwindigkeit besitzen; dann erhalten die Spektrallinien der α-Strahlen in ihrer Mitte die größte Intensität und eine viel geringere Intensität in der Verbreiterung. Dieser Forderung wird genügt, indem man die Radiumemanation in eine etwa 0,1 mm weite Kapillare einschließt und diese senkrecht zur Richtung der Beobachtung stellt; die in der Richtung der Kapillare laufenden Strahlen können dann während einer längeren Zeit Licht in den Spektralapparat senden als die normal zu ihr verlaufenden α-Strahlen.

Drittens muß das von den α-Strahlen in der Kapillare emittierte Licht in möglichst großer Intensität dem Spektralapparat zugeführt werden. Dies geschieht, indem man den gewöhnlichen Spalt von dem Spektralapparat entfernt und ihn durch die leuchtende Kapillare ersetzt, also diese selbst als Spalt benützt.

Zu der hier skizzierten Methode ist noch folgendes zu bemerken. Die Radiumemanation werde einer größeren Menge Radiumsalz entzogen und von Beimischungen gereinigt, wie es Ramsay und Soddy gemacht haben. Sie werde in der an einer *Hg*-Pumpe sitzenden Kapillare bis auf eine Länge von 3 mm komprimiert; alle 4 Tage werde sie während der Expositionsdauer erneuert.

Gelingt es, die Lichtemission der α-Strahlen selbst spektralanalytisch nachzuweisen, so ist zunächst die Frage entschieden, ob die α-Teilchen Wasserstoff- oder Heliumionen sind. Weiter lassen sich die zwei folgenden wichtigen Fragen beantworten.

Die spez. Ladung oder das Verhältnis ε/μ der α-Strahlen ist nach den letzten Messungen Rutherfords[1]) ziemlich genau bestimmt. Ist darum spektralanalytisch festgestellt, daß die α-Strahlen Ionen von Wasserstoff, Helium oder von einem anderen chemischen Element sind, so läßt sich ermitteln, ob die Masse des α-Teilchens bei der großen Translationsgeschwindigkeit ebenso groß ist, wie bei kleinen Translationsgeschwindigkeiten. Mit der großen Translationsgeschwindigkeit ist ja wahrscheinlich eine Vermehrung der inneren Energie des α-Teilchens sowie eine dieser entsprechende intensive Lichtemission verbunden. Es ist zu fragen und zu untersuchen, ob dadurch nicht eine Änderung der Masse des α-Teilchens bedingt wird.

Die α-Strahlen stellen einen materiellen Körper dar, der eine Translationsgeschwindigkeit v besitzt, welche an die Geschwindigkeit c des

1) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905; **7**, 251, 1906. Die ausführliche Mitteilung meiner Untersuchungen über die Lichtemission der Kanalstrahlen wird in einem der nächsten Hefte der Annalen der Physik erscheinen.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 348, 1906.

Lichtes hinanreicht; das Verhältnis $\frac{v^2}{c^2}$ besitzt für sie den Wert $2{,}5 \cdot 10^{-3}$. Bei ihnen dürfen wir darum hoffen, untersuchen zu können, in welchem Maße die Perioden und somit die Kräfte der Eigenschwingungen des in Translation begriffenen Körpers eine Funktion des Verhältnisses $\frac{v^2}{c^2}$ sind, ob nämlich die Spektrallinien der α-Strahlen eine Verschiebung zeigen, welche abhängt von $\frac{v^2}{c^2}$.

(Eingegangen 2. November 1906.)

Zeeman-Effekt an Mangan und Chrom.

Von William Miller.

In den letzten Jahren wurde an einer Reihe von Elementen der Zeeman-Effekt untersucht. Diese Untersuchungen sind deshalb so wichtig, weil sie uns möglicherweise erlauben, eventuell vorhandene Linienserien zu erkennen. Bekanntlich hat Th. Preston zuerst die Regel ausgesprochen, daß innerhalb einer Spektralserie der Zeeman-Effekt, in Schwingungsdifferenzen ausgedrückt, konstant ist und Runge und Paschen haben an Quecksilber die Gültigkeit dieser Regel bestätigt. Die vorliegende Untersuchung bezweckt, den Zeeman-Effekt an Mangan und Chrom bei möglichst vielen Linien zu studieren. Außerdem wurden die ersten Nebenserien von *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Zn* und *Cd* untersucht. Über die Ergebnisse dieser letztgenannten Elemente, sowie über Einzelheiten der Versuchsanordnung werde ich später an anderer Stelle berichten.[1])

In einem Magnetfelde von ca. 27000 C.G.S.-Einheiten wurde ein Induktionsfunke mit Salzen der fraglichen Elemente gefärbt, und sein Bild mit einer Quarzlinse auf den Spalt einer großen Rungeschen Konkavgitteraufstellung entworfen. Auf diese Art war es möglich, Photogramme der Spektren mehrerer Ordnungen gleichzeitig zu erhalten. Der Polarisationszustand der Komponenten wurde durch ein Kalkspatprisma bestimmt, das zwischen Magnet und Quarzlinse eingeschaltet werden konnte. Ich lasse die Resultate an Mangan und Chrom folgen. In den Tafeln sind die größeren Intensitäten durch größere Zahlen wiedergegeben[2]), alle Effekte sind auf ein Feld von 23850 C.G.S.-Einheiten reduziert, bei dem Runge und Paschen Quecksilber untersucht haben.

1) Siehe auch diese Zeitschrift 6, 891, 1905.

2) An einigen Stellen ist die mittlere Komponente mit Intensität 0 bezeichnet, was bedeutet, daß diese Komponente auf polarisierten Platten existiert, auf unpolarisierten aber ganz fehlt.

Mangan.

Ungestörte Wellenlänge	Wellenlänge im magnetischen Felde		Intensität	$\Delta\lambda$	$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
	parall	senkr.				
		4,049	4	+329	−1,41	Etwas diffus.
4823,72	3,720		0	0	0	
		3,390	4	−330	+1,42	
		4,044	2	+434	−2,12	
4783,61	3,610		1	0	0	
		3,176	2	−434	+2,11	
		6,865	2	+265	−1,17	
4766,60	6,600		<2	0	0	
		6,334	2	−266	+1,17	
		6,226	1	+226	−1,00	
4766,00	6,000		1	0	0	
		5,773	1	−227	+1,00	
		2,887	2	+.87	−1,26	
4762,60	2,600		1	0	0	
		2,313	2	−287	+1,27	
		4,617	2	+387	−1,71	
4754,23	4,230		1	0	0	
		3,843	2	−387	+1,71	
		2,730	1	+330	−1,62	
4502,40	2,400		1	0	0	
		2,070	1	−330	+1,63	
		9,415	1	+325	−1,60	
4499,09	9,090		1	0	0	
		8,765	1	−325	+1,61	
		0,664	1	+394	−1,95	
4490,27	0,270		1	0	0	Etwas schwach.
		9,875	1	−395	+1,96	
4473,00						Nicht zerlegt und auch nicht verbreitert.
		0,609	1	+259	−1,29	
4470,35	0,350		1	0	0	
		0,090	1	−260	+1,30	
		5,164	2	+294	−1,47	Mittlere Komponente nach etwas Violett verschoben.
4464,87	4,870		>1	0	0	
		4,576	2	−294	+1,48	
		2,502	4	+272	−1,36	
4462,23	2,230		0	0	0	Unscharf.
		1,958	5	−272	+1,37	
		1,621	>2	+321	−1,61	
4461,30	1,300		0	0	0	
		0,978	2	−322	+1,62	
		3,594	1	+404	−2,03	
4453,19	3,190		1	0	0	Etwas schwach.
		2,786	1	−404	+2,04	
		2,115	3	+305	−1,54	Nicht ganz systematisch.
4451,81	1,810		2	0	0	
		1,505	3	−305	+1,54	
		6,837	2	+317	−1,61	
4436,52	6,520		2	0	0	
		6,202	2	−318	+1,62	
		5,345	2	+315	−1,61	
4415,03	5,030		>1	0	0	
		4,715	2	−315	+1,62	
		1,609	3	+289	−1,57	
4281,32	1,320		0	0	0	
		1,031	3	−289	+1,58	
		6,409	1	+289	−1,57	
	6,281		1	+161	−0,89	
4266,12						Etwas schwach.
	5,958		1	−162	+0,89	
		5,831	1	−289	+1,58	

Ungestörte Wellenlänge	Wellenlänge im magnetischen Felde		Intensität	$\Delta\lambda$	$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
	parall.	senkr.				
	8,154			+294	−1,62	Schwach.
		8,126	1	+266	−1,47	
4257,86						Komponenten auf nicht polarisierten Platten verschwommen.
		7,594	1	−266	+1,47	
	7,566			−294	+1,62	
		5,672	10	+242	−1,29	
4235,43	5,430		0	0	0	
		5,188	10	−242	+1,30	
		4,048	3	+278	−1,67	Mit verkleinertem Felde gemessen.
4083,77	3,770		<1	0	0	
		3,491	3	−279	+1,67	
		3,382	3	+272	−1,63	
4083,11	3,110		<1	0	0	
		2,838	3	−272	+1,64	
		9,673	2	+273	−1,63	
4079,40	9,400		0	0	0	
		9,126	2	−274	+1,64	
		1,068	1	+598	−3,61	
4070,47	0,470		<1	0	0	
		9,871	1	−599	+3,61	
		4,014	3	+294	−1,78	
4063,72	3,720		1	0	0	
		3,425	3	−295	+1,79	
		9,315	3	+205	−1,24	Auf einer Platte scheint es noch zwei Komponenten zu geben, aber zu schwach zu messen.
	9,256			+146	−0,89	
4059,11						
	8,965			−145	+0,88	
		8,904	3	−206	+1,25	
		5,983	4	+283	−1,72	Mittlere Komponente nach Violett verschoben.
4055,70	5,700		1	0	0	
		5,417	4	−283	+1,72	
		9,151	2	+261	−1,59	Mittlere Komponente nach Violett verschoben.
4048,89	8,890		1	0	0	
		8,629	3	−261	+1,60	
		1,796	5	+276	−1,69	
4041,52	1,520		1	0	0	
		1,244	4	−276	+1,69	
		6,146	4	+266	−1,63	Etwas unsymmetrisch.
4035,88	5,880		1	0	0	
		5,614	2	−266	+1,64	
		4,942	5	+302	−1,85	
4034,64	4,640		<1	0	0	Diffus.
		4,338	5	−302	+1,85	
		3,576	10	+346	−2,12	
4033,23	3,230		2	0	0	
		2,884	10	−346	+2,12	
		1,166	10	+246	−1,51	
4030,92	0,920		0	0	0	Diffus.
		9,674	10	−246	+1,52	
		8,567	4	+257	−1,59	Mittlere Komponente nach Violett verschoben.
4018,31	8,310		1	0	0	
		8,052	2	−258	+1,60	
		3,829	3	+179	−1,22	
3823,65	3,650		0	0	0	
		3,472	3	−178	+1,22	
		9,966	3	+236	−1,62	
3809,73	9,730		0	0	0	
		9,494	3	−236	+1,63	
		7,090	2	+190	−1,31	Auf einer nichtpolarisiert. Platt. sieht es wie ein Duplett aus. Mit senkr. Schwingungen unterdrückt ist es einfach.
3806,90	6,900		4	0	0	
		6,709	2	−191	+1,32	
		0,585		+195	−1,36	
3790,39	0,390			0	0	Schwach.
		0,194		−196	+1,36	
		0,753		+303	−2,32	
3610,45	0,450			0	0	Schwach.
		0,147		−303	+2,32	
		8,869		+239	−1,84	
3608,63						Schwach. Nur auf senkr. Platten erhalten.
		8,390		−240	+1,84	
		7,937		+247	−1,90	
3607,69						Schwach. Nur auf senkr. Platten erhalten.
		7,442		−248	+1,90	
		8,211		+181	−1,41	
3578,03	8,030			0	0	Schwach.
		7,849		−181	+1,41	
		2,361		+161	−1,36	
3442,20						Schwach. Nur auf senkr. Platten erhalten.
		2,038		−162	+1,37	

Die Gruppen 4458,46, 4457,74, 4457,24 und 4456,00, 4455,51, 4455,20 konnten nicht vermessen werden weil sie sich gegenseitig überlagern. 4239,91 und 3844,19 zeigen je eine einfache Linie senkrecht und je ein sehr enges Duplett parallel polarisiert, das aber so lichtschwach ist, daß es nicht gemessen werden konnte. 3841,26 ist verbreitert aber nicht getrennt.

Chrom.

Ungestörte Wellenlänge	Wellenlängen in magnetischen Felde.		Intensität	$\Delta\lambda$	$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
	parall.	senkr.				
		8,978	3	+378	−1,39	
5208,60	8,600		6	0	0	
		8,222	3	−378	+1,40	
		6,764	2	+564	−2,08	
5206,20	6,200		4	0	0	
		5,635	2	−565	+2,09	
		5,215	2	+505	−1,87	
5204,71	4,710		4	0	0	
		4,205	2	−505	+1,86	
		2,562	1	+262	−1,21	
4652,30	2,300		2	0	0	
		2,039	1	−261	+1,21	

Ungestörte Wellenlänge	Wellenlängen im magnetischen Felde parall.	senkr.	Intensität	$\Delta\lambda$	$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
		6,583	1	+283	−1,31	
4646,30	6,300		3	0	0	
		6,017	1	−283	+1,31	
		6,763	1	+463	−2,16	
	6,534		1	+234	−1,09	
4626,30						
	6,065		1	−235	+1,10	
		5,836	1	−464	+2,17	
		6,695	1	+395	−1,85	
	6,430		1	+130	−0,61	
4616,30						
	6,171		1	−129	+0,60	
		5,904	1	−396	+1,86	
		1,281	1	+361	−1,70	
4600,92	0,920		2	0	0	
		0,558	1	−362	+1,71	
		2,026		+436	−2,07	
4591,59	1,590			0	0	schwach
		1,153		−437	+2,07	
		0,615		+375	−1,79	
4580,24	0,240			0	0	schwach
		9,864		−376	+1,79	
		6,558	1	+428	−2,07	
4546,13	6,130		3	0	0	
		5,703	1	−427	+2,07	
4535,9						Triplett, aber die seitliche Komponente nach Rot ist so schwach, daß es nicht zu messen ist.
4530,9			6			Unscharf. Nicht zerlegt.
		6,949	1	+299	−1,46	
4526,65	6,650		2	0	0	
		6,351	1	−299	+1,46	
		7,311	2	+281	−1,39	
4497,03	7,030		4	0	0	
		6,750	2	−280	+1,38	
		5,437	2	+297	−1,55	
4385,14	5,140		2	0	0	
		4,842	2	−298	+1,55	
		1,739		+279	−1,46	
4371,46	1,460			0	0	
		1,181		−279	+1,46	
		0,059		+259	−1,36	
	9,982			+182	−0,96	
4359,80						Diffus.
	9,617			−183	+0,96	
		9,542		−258	+1,36	
		2,215	2	+245	−1,29	
4351,97	1,970		5	0	0	
		1,725	2	−245	+1,30	
		1,387		+167	−0,88	
4351,22	1,220			0	0	
		1,052		−168	+0,89	
		4,917	2	+227	−1,20	
4344,60	4,690		4	0	0	
		4,463	2	−227	+1,21	
		9,813		+213	−1,13	Die seitliche Komponente nach Rot ist etwas starker als die andere.
4339,60	9,600			0	0	
		9,387		−213	+1,13	

Ungestörte Wellenlänge	Wellenlängen im magnetischen Felde parall.	senkr.	Intensität	$\Delta\lambda$	$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
		0,238	10	+348	−1,89	
4289,89	9,890		20	0	0	
		9,542	10	−348	+1,89	
		5,346	10	+396	−2,17	
4274,95	4,950		20	0	0	
		4,555	10	−395	+2,16	
		4,796	15	+296	−1,64	
4254,50	4,500		30	0	0	
		4,203	15	−297	+1,64	
3984,09						Nicht zerlegt und nicht verbreitert.
		7,145	2	+315	−1,99	
	7,012		2	+182	−1,15	
3976,83						
	6,648		2	−182	+1,15	
		6,515	2	−315	+1,99	
	0,050			+130	−0,82	Wenn die parallelen Schwingungen unterdrückt sind, scheint es nur eine senkrechte Komponente zu geben. Sie ist etwas von einer schwächeren Linie überdeckt.
3969,92		9,920		0	0	
	9,790			−130	+0,83	
		4,078	2	+198	−1,26	Ohne senkrechten Schwingungen gibt es nur eine einzige Komponente, aber mit beiden Polarisationszuständen scheint es, als ob es ein Quadruplett sei. Ich halte es für eine Umkehrung der mittleren Komponente.
3963,88	3,880		4	0	0	
		3,682	2	−198	+1,26	
		1,924		+264	−1,20	
3941,66	1,660			0	0	
		1,396		−264	+1,20	
		9,057		+257	−1,66	
3928,80	8,800			0	0	
		8,543		−257	+1,67	
		1,456		+256	−1,67	
3921,20	1,200			0	0	
		0,943		−257	+1,67	
		9,613	2	+253	−1,14	
3919,36	9,360		4	0	0	
		9,107	2	−253	+1,15	
		6,623		+213	−1,39	
3916,41	6,410			0	0	Schwach.
		6,197		−213	+1,39	
		9,160	1	+250	−1,63	
3908,91	8,910		2	0	0	
		8,660	1	−250	+1,64	
		3,358	1	+268	−1,76	
3903,09	3,090		2	0	0	Schwach.
		2,822	1	−268	+1,76	
		4,470	1	+260	−1,71	
3894,21	4,210		2	0	0	Schwach.
		3,950	1	−260	+1,72	
		7,220	1	+250	−1,65	
3886,97	6,970		2	0	0	
		6,721	1	−249	+1,65	
		5,640	1	+250	−1,66	
3885,39	5,390		2	0	0	
		5,139	1	−251	+1,66	
		3,732	1	+252	−1,67	
3883,48	3,480		2	0	0	
		3,227	1	−253	+1,68	

Ungestörte Wellenlänge	Wellenlängen im magnetischen Felde parall.	Wellenlängen im magnetischen Felde senkr.	Intensität	$\Delta\lambda$	$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
		5,241		+241	−1,66	
3805,00	5,000			0	0	
		4,759		−241	+1,67	
		4,269		+209	−1,46	
3744,06	4,060			0	0	
		3,850		−210	+1,46	
		5,726	5	+246	−1,89	
3605,48	5,480		10	0	0	
		5,234	5	−246	+1,90	
		3,908	5	+278	−2,15	
3593,63	3,630		10	0	0	
		3,353	5	−277	+2,15	
		9,016	5	+206	−1,61	
3578,81	8,810		10	0	0	
		8,603	5	−207	+1,61	
		1,518		+188	−1,60	Schwach. Nur die senkrechten Schwingungen sind erhalten worden.
3421,33						
		1,142		−188	+1,61	
		3,688		+198	−1,71	
3403,49	3,490			0	0	Schwach
		3,292		−198	+1,71	

3991,3 und 4337,75 sind verbreitert, aber nicht ganz getrennt.

Bei einer genaueren Durchmusterung der Tafeln sieht man, daß einzelne Effekte sehr häufig wiederkehren. Recht auffallend ist die Analogie zwischen den beiden für Chrom charakteristischen Gruppen:

		$\Delta\lambda/\lambda^2$
4289,9	3605,5	1,89
4274,9	3593,6	2,16
4254,5	3578,8	1,62

Die Arbeit wurde im neuen Physikalischen Institut in Göttingen ausgeführt. Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn Prof. Runge und Herrn Geh.-Rat Prof. Voigt für das rege Interesse und alle Hilfe bei meiner Arbeit meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Göttingen, den 7. November 1906.

(Eingegangen 10. November 1906.)

Selbsttätiger Unterbrecher.

Von Chr. Ries.

Zwei dünne, runde Kohlenstäbchen, welche parallel zueinander im Abstande von ca. 1 cm liegen, werden mit dem pos. bezw. neg. Pol eines Akkumulators (ca. 8 Volt) verbunden. Legt man quer über die beiden Stäbchen ein drittes gleiches Stäbchen, so sieht man an den Kontaktstellen eine helle Leuchterscheinung und hört einen lauten Ton. Dieser beweist, daß hier periodische Vorgänge vorhanden sind. Schaltet man nun in die Stromleitung die primäre Spule eines Funkeninduktors (nachdem der Unterbrecher ausgeschaltet ist), so erhält man zwischen den Elektroden der sekundären Spule elektrische Funken in rascher Aufeinanderfolge. Der Apparat mit den 3 Kohlenstäbchen stellt also einen selbsttätigen Unterbrecher dar.

Verschiebt man nun das aufgelegte Stäbchen so weit, daß es fast mit der Mitte auf dem einen Stäbchen aufliegt, während es das andere nur mehr lose berührt, so treten die Funken nur mehr an dieser losen Berührungsstelle auf. Der erzeugte Ton wird dadurch bedeutend höher und die Unterbrechungen gehen viel rascher vor sich. Zugleich kann man beobachten, daß das Stäbchen äußerst rasche seitliche Schwingungen (senkrecht zu seiner Längsrichtung) ausführt.

Der Vorgang erinnert an das bekannte Trevelyaninstrument und dürfte auf Erwärmung und Ausdehnung bezw. Abkühlung und Zusammenziehung beruhen. Versuche im luftverdünnten Raum wurden nicht angestellt.

(Eingegangen 29. Oktober 1906.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 78. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU STUTTGART.

M. Trautz (Freiburg i. Br.), Beiträge zur Photochemie.

Die bisherigen Ansichten in der Photochemie ließen anscheinend eine isotherme Verzögerung chemischer Reaktionen durch Einstrahlung irgendeiner Lichtart nicht erwarten. Zwar hatte Chastaing im Jahre 1877 Versuche angestellt mit farbigem Licht, die auf Verzögerungen hinzudeuten schienen. Er ließ denselben Stoff in Lösung an der Luft sich oxydieren, das eine Mal im Dunkeln, das andere Mal im roten, endlich im violetten Licht, sorgte jedoch nicht dafür, daß die verglichenen Reaktionen mindestens bei jeweils gleichen thermometrischen Temperaturen verliefen. So fand er eine Anzahl Verzögerungen, doch ist die Methode, angesichts des enormen Einflusses von Temperaturänderung auf chemische Reaktionsgeschwindig-

keiten, wie ohne weiteres klar, viel zu roh, um den Ergebnissen Gewicht beizulegen. Von diesen Erwägungen geleitet, hat Ostwald in seinem Lehrbuch der allgemeinen Chemie die Resultate Chastaings ausdrücklich unterdrückt mit der Bemerkung, daß die Richtung einer Lichtreaktion nicht von der Farbe des Lichts abhänge, Nernst hat diese Versuche in seiner Theoretischen Chemie gar nicht erwähnt.

Die Wirkung des Lichtes, sagte man bisher, sei vergleichbar derjenigen von hohen Temperaturen, wo dies Licht als Temperaturstrahlung auftritt. Also könne Licht nur das Gleichgewicht verschieben oder dessen Erreichung beschleunigen, niemals sie verzögern.

Aber schon allein die bloße Tatsache der Verschiebbarkeit chemischer Gleichgewichte durch Änderung der Strahlung im System bei gleichbleibender thermometrischer Temperatur läßt die Möglichkeit einer Verzögerung isothermer chemischer Reaktionen durch Licht erwarten. Denn eine Gleichgewichtsverschiebung besteht in einer Veränderung des Verhältnisses der Geschwindigkeiten von Reaktion und Gegenreaktion. Wenn dies Verhältnis z. B. kleiner wird, so wächst der Anteil der Gegenreaktion. Und wenn wir zwei isotherme gleiche Systeme vor Erreichung ihres jeweiligen Gleichgewichts betrachten — das eine sei dunkel, das andere bestrahlt —, so wird beim einen schon früher die Gegenreaktion überwiegen, seine Reaktionsgeschwindigkeit wird kleiner sein, als die des anderen, wenn nur die Form des Reaktionsverlaufs dieselbe bleibt. Es scheint dann, als ob die Änderung der Strahlung, die ja in einer Verstärkung einiger Wellenlängen beruht, gewissermaßen der Gegenreaktion mehr treibende Kraft zugewendet, der Reaktion solche entzogen hätte. Man kommt so zu der Ansicht, daß die Gegenreaktion durch ein Spektrum, die Reaktion durch ein anderes beeinflußt wird. Und daß man diese Beeinflussungen beherrschen kann durch Änderung der Strahlung im einen oder anderen Sinne. Zusammen mit Herrn cand. F. Thomas habe ich die Bearbeitung dieser Frage unternommen und wir haben sowohl häufig isotherme Verzögerungen durch Licht erhalten, wie wir auch Beschleunigung und Verzögerung durch die Art des eingestrahlten Lichtes zu beherrschen vermochten.

In mit *Hg*-Manometer versehene Pipetten von genau gleichem Rauminhalt und gleicher Flüssigkeitsoberfläche wurde Sauerstoff gefüllt, dann ein kleiner, in allen Fällen gleicher Teil (1/5) des Sauerstoffs durch eine oxydable Lösung verdrängt, die Füllvorrichtung der Pipette abgeschmolzen und je 3 solcher Gefäße in eine Wasserwanne gehängt. Die eine Pipette war in Stanniol gehüllt, die andere stand in einem Glaszylinder mit Methylviolettlösung, die dritte umschloß ein mit Natriumbichromatlösung gefüllter Rubinglaszylinder. Das Ganze wurde bestrahlt mit Tageslicht. Die Pipetten wurden meist für Parallelversuche ausgewechselt, derart, daß die, in der die Reaktion am raschesten gegangen war, in den Mantel gesetzt wurde, der die langsamste Reaktion ergeben hatte usf. Vorversuche ergaben, daß die Temperatur in allen drei Gefäßen innerhalb $1/20^0$ stets gleich war, meist sogar innerhalb $1/50^0$, sowie daß die Versuche recht gut reproduzierbar waren. Die Druckschwankungen, die durch Temperaturvariationen in allen drei Gefäßen entstanden, wurden durch Reduktion auf Mitteltemperatur eliminiert. Die Buckel, die so in den Geschwindigkeitskurven blieben, ließen annähernde Schlüsse auf die Größe der Temperaturkoeffizienten der Reaktionen zu.

Aus der großen Reihe von Versuchen, die ausnahmslos Lichtempfindlichkeit ergaben, seien nur die folgenden erwähnt, zusammen mit Zahlen, die die in gleichen Zeiten umgesetzten Mengen angeben.

	violett	dunkel	rot
Na_2S	160	239	302
Cu_2Cl_2 ammoniakalisch	190	254	270
„ salzsauer	59	211	164
Pyrogallol alkalisch	27	23	194
Pyrogallol	55	70	77,5
Zerfall von H_2O_2	149	62	57
Oxydation von Benzaldehyd, ca.	350	20	15

Dadurch sind zum erstenmal einwandfrei die beiden folgenden Tatsachen bewiesen:

1. Es gibt bei gleicher thermometrischer Temperatur Verzögerungen von chemischen Reaktionen durch Licht.

2. Es gibt Reaktionen, deren Geschwindigkeit bei gleicher thermometrischer Temperatur durch Strahlung einer Art beschleunigt, durch solche anderer Art verzögert wird.

Die große Verbreitung dieser eben erwähnten Reaktionen macht wahrscheinlich, daß alle Reaktionen solche Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Strahlung zeigen.

Es wird durch diese „Polarität" der Lichtwirkung begreiflich, weshalb so viele Reaktionen nicht lichtempfindlich zu sein scheinen, und es auch gegen weißes Licht kaum sind.

Physiologische Folgerungen drängen sich hier auf, z. B. hinsichtlich der Komplementärfarbenempfindung u. a. mehr.

Daß wir gerade Pyrogallol im roten Licht untersuchten, geschah deshalb, weil die glänzende Lumineszenz, die bei Oxydation von Pyrogallol auftritt, rote Farbe hat und es plausibel erscheint, daß jede Reaktion durch diejenige Strahlung beschleunigt wird, die sie selbst erzeugt.

Aus der Tatsache der Verzögerung chemischer Reaktionen durch Licht bestimmter Art ergibt sich eine Möglichkeit, das Wesen der optischen Sensibilierung hypothetisch zu erklären. Bekanntlich wird Bromsilbergelatine durch lichtunechte Farbstoffe i. allg. für solche Strahlen sensibiliert, welche nicht dem Absorptionsmaximum des Farbstoffs entsprechen. Nimmt man an, daß die nunmehr vom Farbstoff absorbierten Strahlen sonst verzögernd auf die Reduktion des Bromsilbers wirken, so wird die sensibilierende Wirkung begreiflich. Sie ist dann nicht eine Verstärkung der reduzierenden Lichtwirkung, sondern eine Vernichtung der die Reduktion hemmenden Strahlen. Man vergleiche hiermit die Existenz der phosphoreszenzvernichtenden Strahlen. Diese Betrachtung der Sensibilierung ist natürlich bis jetzt rein hypothetischer Natur, läßt aber experimentelle Prüfung zu.

Ich wende mich zu einem weiteren Ergebnis der hier festgehaltenen strahlungschemischen Auffassung.

Die einzige sichere Stütze für die völlige Wesensverschiedenheit gewöhnlicher und photochemischer Reaktionen lag bisher in der Tatsache, daß die Geschwindigkeit gewöhnlicher Reaktionen bei Temperatursteigerung um 10^0 auf das 2—3,5 fache wuchs, die photochemischer nur auf das 1,01—1,36 fache. Dies entstammt wahrscheinlich nur der Violettempfindlichkeit der beregten Reaktionen.

Es ist uns nämlich gelungen, lichtempfindliche Reaktionen zu finden, die in toto die gewöhnlichen Temperaturkoeffizienten 2—3,5 zeigten. So zeigte nach Angabe von Herrn Thomas

Oxydation von Pyrogallol ca. 2,4 } rotempfindlich.
„ „ Na_2S „ 3,5 }

Eine Bestimmung des Temperaturkoeffizienten des photochemischen Anteils solcher Reaktionen wird ausgeführt.

(Eingegangen 15. September 1906.)

E. Grüneisen (Charlottenburg), Über das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichanstalt.)

Gußeisen gehört zu den technisch wichtigen Materialien, die schon bei verhältnismäßig schwachen Deformationen sich dem Hookeschen Gesetz von der Proportionalität zwischen Spannung und Dehnung nicht mehr fügen. Zur Beschreibung des elastischen Verhaltens solcher Stoffe hat man eine größere Zahl von Formeln aufgestellt, die Herr Mehmke[1]) vor einigen Jahren im Zusammenhang diskutiert hat. Er kommt zu dem Resultat, daß eine von Herrn Schüle[1]) angegebene Exponentialformel

$$\varepsilon = a\sigma^m$$

[ε = Dilatation, σ = Zug (Druck), a und m Konstanten], die besonders durch Anwendung auf die Messungen des Herrn Bach[2]) weite Verbreitung gefunden hat, im Vergleich mit anderen Formeln sehr gute Dienste im Bereich starker Doformationen leistet, d. h. also für technische Zwecke, für die sie auch aufgestellt wurde. Es fehlte aber noch die Prüfung in der Nähe des Nullpunktes, wo die Exponentialformel nicht in das Hookesche Gesetz übergeht, während man dies von vornherein für die wahre Beziehung zwischen Zug und Dehnung erwarten wird.

Zur Aufklärung dieser Frage hatten vor einigen Jahren Herr Kohlrausch und ich[3]) Biegungsversuche an einem dünnen Gußeisenstabe angestellt. Durch diese konnte zwar die Ungültigkeit der Schüleschen Exponentialformel bei schwachen Deformationen noch nicht nachgewiesen werden, wohl aber, daß eine andere, mit dem Hookeschen Gesetz vereinbare Gleichung

$$\varepsilon = a\sigma + b\sigma^{\frac{3}{2}}$$

dem Verhalten des Materials besser entsprach.

Den Anlaß, das elastische Verhalten des Gußeisens durch neue Versuche klarzustellen, gaben mir die Messungen, die ich zurzeit in der Reichsanstalt zur Bestimmung der elastischen Konstanten von Metallstäben ausführe. Der Elastizitätsmodul ist durchweg nach wenigstens zwei Methoden ermittelt, einmal aus Dehnungsmessungen mit Hilfe von Interferenzbeobachtungen, zweitens aus dem Grundton des transversal frei schwingenden Stabes. In beiden Fällen kommen nur sehr schwache Deformationen ins Spiel.

Nun befinden sich unter dem mir zur Verfügung stehenden Stabmaterial zwei Gußeisenstäbe, A und GK bezeichnet, welche Herr Bach früher der Reichsanstalt zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung übergab. Er selbst hat an Proben aus dem gleichen Guß das elastische Verhalten bei starken Dehnungen festgestellt.[4]) Da nun meinen Dehnungsversuchen etwa 200 mal schwächere Deformationen zugrunde liegen, so werden durch den Vergleich unserer beiderseitigen Versuche zwei außer-

1) R. Mehmke, Zeitsch. f. Math. u. Phys. **42**, 327—338, 1897.

1) C. Bach, Zeitschr. Ver deutsch. Ing. **41**, 248, 1897.
2) C. Bach, Elastizität und Festigkeit, 4. Aufl. 1902, Einleitung.
3) F. Kohlrausch u. E. Grüneisen, Berl. Sitzungsber. 1901, 1086—1091.
4) Alle darauf bezüglichen Messungen, sowie die chemischen Analysen des Eisens siehe bei W. Dittenberger, Mitt. über Forsch.-Arb., Heft 9, S. 60—69, 1903; C. Bach, ebenda, S. 70—77.

ordentlich weit auseinanderliegende Belastungsgebiete für Stucke aus gleichem Guß in Beziehung gebracht.

Dabei ergibt sich kurz folgendes. Die Exponentialformel von Schule verträgt, wie erwartet, keine Extrapolation nach kleinen Deformationen hin. Denn hier gewinnt das Hookesche Gesetz Geltung. Als ausreichender Ersatz erscheint nach meinen bisherigen Berechnungen eine früher schon von Herrn Hartig[1]) vorgeschlagene Gleichung:

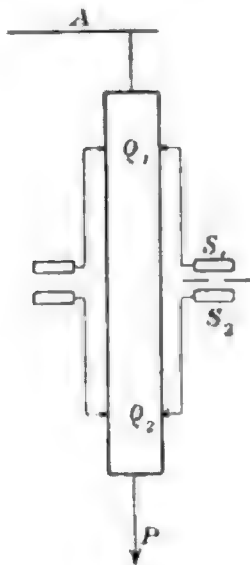
$$E = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E_0 - c\sigma.$$

In Worten: Der Elastizitätsmodul nimmt linear mit der Spannung ab. Dies Gesetz vermag z. B. auch die früher von Herrn Kohlrausch und mir für unsere Biegungsversuche benutzte Gleichung zu ersetzen, während letztere bei der Darstellung der heute zu besprechenden Versuche versagt.

Ich gehe nunmehr auf die Messungen ein.

Dehnungsversuche.

Die Gußeisenstäbe waren, wie die des Herrn Bach, aus den rohen Gußstangen auf 2 cm Durchmesser abgedreht und hatten eine Länge von 27,5 cm. Der Stab wurde nach Art der schematischen Skizze[2]) (Fig. 1) am oberen



Ende seiner Längsachse von einer dünnen Stahlsaite (0,55 mm Durchm.) getragen, die ihrerseits an einem Wandarm A befestigt war. Am unteren Ende der Stabachse greifen die Belastungsgewichte P wieder vermittels einer gleichen Stahlsaite an. Die Dauerbelastung betrug 5 kg, abgesehen von der hier nicht in Betracht gezogenen Belastung von etwa 0,6 kg durch das Eigengewicht des Stabes und der Gewichtsschale. Die Zusatzbelastungen betrugen bis etwa 25 kg, da der Apparat nicht stärker beansprucht werden konnte.

Die Dehnung des Stabes ist bei diesen verhältnismäßig geringen Belastungen von der Größenordnung der Lichtwellenlängen und wird zwischen zwei etwa 16 cm voneinander entfernten Querschnitten Q_1, Q_2 des Stabes optisch nach dem Interferenzprinzip gemessen. Dazu ist mit jedem Querschnitt eine von zwei planen, durchsichtig versilberten, spiegelnden Glasflächen S_1, S_2 starr verbunden und zwar so, daß diese sich in horizontaler Lage mit nur 2 bis 3 mm Luftabstand parallel gegenüberstehen. Schickt man durch die so begrenzte planparallele Luftschicht parallel gemachtes, monochromatisches Licht, so entstehen bekanntlich für das auf Unendlich eingestellte Auge oder Fernrohr Haidingersche Interferenzringe.[1])

An diesen macht sich nun aber jede Parallelverschiebung der Querschnitte Q_1 und Q_2 gegeneinander bezw. die gleich große Abstandsänderung der Spiegelflächen S_1 und S_2 durch Hervorquellen oder Versinken der Ringe bemerkbar. Die Beobachtung der Ringverschiebung läßt sich am besten in der Weise ausführen, daß man diejenigen Belastungen P ermittelt, welche das Ringbild um eine ganze Anzahl von Ringen verschieben, so daß es seine vorige Gestalt wiedergewinnt. So ist es möglich, die einem Ringe entsprechende Belastung auf etwa 1 Proz. sicher zu bestimmen.

Einem Ringe entspricht bei dem benutzten Lichte der grünen *Hg*-Linie eine Verlängerung der etwa 16 cm betragenden Meßlänge um eine Halbwelle oder $27{,}3 \cdot 10^{-6}$ cm, also eine Längsdilatation von $1{,}7 \cdot 10^{-6}$. Den hundertsten Teil dieser Größe, also $1{,}7 \cdot 10^{-8}$, halte ich noch für sicher beobachtet.

Bei der Dehnung der Stäbe treten unvermeidliche Biegungen auf, die, wie leicht ersichtlich, zur gemessenen Abstandsänderung der Spiegelflächen einen Beitrag liefern können. Sie werden aber eliminiert durch Beobachtungen an zwei zur Stabachse symmetrisch gelegenen Spiegelflachenpaaren die nach einer halben Umdrehung des Stabes um seine Achse nacheinander an derselben feststehenden Blende zur Wirksamkeit kommen.

Wegen des erheblichen Querschnitts der Gußeisenstäbe A und GK und der notwendigen Beschränkung auf Belastungen bis etwa 25 kg habe ich nur Verschiebungen bis zu 4 oder 5 Ringen beobachten können. Eine Abweichung

1) E. Hartig, Der Zivilingenieur **39**, 113—138, 425—472, 1893; siehe auch Föppl, Vorl. über techn. Mechanik **3**, Festigkeitslehre, S. 54.

2) Eine ausführliche Beschreibung des Apparats wird an anderer Stelle erfolgen.

1) Vgl. z. B. O. Lummer, Müller-Pouillets Lehrbuch, 9. Aufl., **2** (1), § 349, 1897.

vom Hookeschen Gesetz war bei diesen Versuchen noch nicht nachzuweisen. Elastische Nachwirkung war nicht bemerken.

Das Resultat meiner Messungen kann ich daher kurz in folgender Tabelle (1) zusammenfassen, in welcher der Querschnitt Q, die Meßlänge L und deren Verlängerung ΔL für 1 kg Belastung, gemessen in Halbwellen des grünen Quecksilberlichtes, verzeichnet ist. Daraus folgt nach dem Hookeschen Gesetz der Elastizitätsmodul $E_{stat.}$

Tabelle 1.

Eisen	Q cm²	L cm	ΔL $0{,}0_4273$ cm	10^{-2} $E_{stat.}$ kg/cm²	10^{-2} $E_{akust.}$ kg/cm²
GK .	3,1734	16,425	0,1798	10540 (17,3°C)	10510 (19°C)
A .	3,1497	16,315	0,1428	13290 (16,4°)	13480 (18°)

Akustische Methode.

Die Grundtöne der freien transversalen Eigenschwingungen der Stäbe wurden erzeugt, indem man die Stäbe an den beiden Knoten in Fadenschlingen horizontal aufhing und in der Mitte mit einem Gummiball leicht anschlug. Als Schwingungszahlen der hinreichend anhaltenden Töne ergaben sich für GK 894, für A 1000 Schw./Sek. Mit diesen berechnet man nach der bekannten Theorie der Transversalschwingungen[1]) die Elastizitätsmoduln $E_{akust.}$ in Tab. 1, also Zahlen, welche mit denen aus den statischen Messungen ziemlich gut übereinstimmen.[2])

Um hieraus für den Zweck der vorliegenden Untersuchung Schlüsse zu ziehen, hat man noch festzustellen, von welcher Größenordnung die Dilatationen und Kontraktionen sind, die der akustischen Bestimmung des Elastizitätsmoduls zugrunde liegen.

Dazu habe ich die Amplitude der Schwingung beim Verhallen des Tons zu schätzen gesucht, indem ich auf den Stab eine so kleine, aber meßbare mechanische Energie übertrug, daß sein Grundton eben hörbar erklang. Aus der Energie berechnet sich die Amplitude und das Dehnungsverhältnis der Stabfasern. Der Stab A wurde z. B. zu noch gut hörbarem Tönen gebracht, wenn die 15 mg schwere Stahlkugel eines Fadenpendels von 20 cm Länge aus $\frac{1}{2}$ cm Entfernung senkrecht gegen die Staboberfläche fiel, die sie in der Ruhelage gerade berührte.

Wenn auch die Kugel nur einen Teil ihrer kinetischen Energie auf den Stab übertragen hat, während der übrige Teil in ihrer rückkehrenden Bewegung erhalten blieb, und obwohl nur ein Teil der vom Pendel abgegebenen Energie in der Schwingung des Grundtons enthalten ist, so können wir doch, um eine obere Grenze für die Stabamplitude zu berechnen, annehmen, die Energie der Grundschwingung sei gleich der ursprünglichen des Pendels. Ich gebe hier nur das Resultat der Rechnung an. Es beträgt die Gesamtenergie der Schwingung 0,18 Erg,

die Amplitude der Stabmitte $+4{,}7 \cdot 10^{-6}$ cm,
" " " Stabenden $-7{,}7 \cdot 10^{-6}$ cm.

Das Dehnungsverhältnis in der Stabmitte für die äußersten Oberflächenfasern, also die maximale im Stabe vorkommende Deformation, berechnet sich zu $1{,}8 \cdot 10^{-7}$, entsprechend der Verschiebung von $\frac{1}{10}$ Interferenzring bei den statischen Versuchen.

Also ist beim Ausklingen des Stabtons das mittlere Dehnungsverhältnis sicher unterhalb dieser weitgesteckten oberen Grenze geblieben. Dagegen mag es sie unmittelbar nach dem Anschlagen des Tons überschritten haben. Man wird daher sagen dürfen, daß bei der akustischen Bestimmung die Deformationen von gleicher Größenordnung oder kleiner sind als bei der statischen. Damit stimmt überein, daß eine Änderung der Tonhöhe beim Ausklingen nicht wahrnehmbar ist, der Elastizitätsmodul also noch als unabhängig von der Größe der Deformation gelten kann.

Nunmehr dürfte auch der Schluß gerechtfertigt sein, daß der Elastizitätsmodul für Zug bei kleinen Deformationen gleich dem für Druck wird[1]), denn daraus erklärt sich am einfachsten die Gleichheit der $E_{stat.}$ und $E_{akust.}$ (Tab. 1.)

Vergleich mit Bachs Versuchen.

Herrn Bachs Messungen beziehen sich, wie gesagt, auf Material aus demselben Guß. Sie sind in Tab. 2 und 3 mit meinen Messungen zusammengestellt.

Tabelle 2.
Gußeisen GK.

	1 σ kg/cm²	2 $10^6 \cdot \Delta\varepsilon$ beob.	3 $10^6 \cdot \Delta\varepsilon$ ber. 1	4 $10^6 \cdot \Delta\varepsilon$ ber. 2	5 $10^{-2} \cdot E$ beob.	6 $10^{-2} \cdot E$ ber. 1a
Grüneisen	0	—	—	—	—	10603
	1,576	Ausgangsbelastung	—	—	—	10588
	3,457	1,79	1,78	0,09	—	10571
	5,332	3,56	3,55	0,22	10540	10554
	7,215	5,33	5,34	0,39	(17,3°C)	10536
	9,042	7,09	7,08	0,58	—	10520
Bach	159,2	Ausgangsbelastung	—	—	—	9133
	—	—	—	—	7500	—
	477,7	425	421	425	—	6193
	—	—	—	—	4610	—
	796,2	1115	1118	1115	—	3253
	1114,6	(2077)	3651	2030	—	—

1) Vgl. z. B. Lord Rayleigh, Theorie of Sound, 2. Ed., Vol. 1, Ch. 8, 1894.

2) Der 1,4 Proz. betragende Unterschied bei A dürfte zum Teil sich aus der ungenauen Bestimmung der Schwingungszahl erklären, da der Stab zwei Grundtöne besitzt, die miteinander etwa 9 Schwebungen geben.

1) Vgl. hierzu Bach, Elastizität und Festigkeit, 4. Aufl.

Tabelle 3.
Gußeisen A.

	1 σ kg/cm²	2 $10^6 . \Delta\varepsilon$ beob.	3 $10^6 . \Delta\varepsilon$ ber 1	4 $10^6 . \Delta\varepsilon$ ber. 2	5 $10^{-2} . E$ beob.	6 $10^{-2} . E$ ber. 1a
Grüneisen	0	—	—	—	—	14019
	1,587	Ausgangsbelastung	—	—	—	14011
	4,049	1,84	1,76	0,32	13290	13999
	6,467	3,68	3,49	0,72	(16,4° C	13986
	8,893	5,50	5,22	1,18		13974
Bach	159,2	Ausgangsbelastung	—	—		13215
	—	—	—	—	12740	—
	477,7	250	257	239	—	11607
	—	—	—	—	10520	—
	796,2	553	553	551	—	9998
	—	—	—	—	9150	—
	1114,6	901	899	914	—	8390
	—	—	—	—	7560	—
	1433,1	1322	1321	1318	—	6782
	1751,6	1862	1857	1757	—	5173

Neben den Spannungen σ (kg/cm²) finden Sie die diesen entsprechenden elastischen oder „federnden" Längsdilatationen $\Delta\varepsilon$, gemessen von der jeweiligen Ausgangsbelastung an. Kolumne 5 zeigt die starke Änderung des beobachteten Elastizitätsmoduls mit der Spannung. Für meine Versuche ist nur der aus Tab. 1 entnommene Mittelwert angegeben, während Herr Bach den Modul für jede Belastungsstufe als Quotient von Spannungs- und Dehnungszunahme berechnet hat. Er gilt hier also für Spannungen, die etwa den Mittelwerten der aufeinanderfolgenden σ entsprechen.[1]

Die Kolumnen 3 und 4 dienen der Prüfung der Formeln von Hartig und Schüle. Kolumne 3 ist berechnet aus der Gleichung

$$\varepsilon = \frac{1}{c} \log \text{nat} \frac{E_0}{E_0 - c\sigma}, \qquad (1)$$

welche aus der oben erwähnten Form

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E_0 - c\sigma \qquad (1a)$$

durch Integration folgt. Kolumne 4 ist berechnet aus

$$\varepsilon = \alpha\sigma^m \qquad (2)$$

Für die Konstanten sind folgende Werte gesetzt:

Eisen	$10^{-2} . E_0$	c	$10^{-2} . \frac{1}{\alpha}$ [1]	m[1]
GK . . .	10603	923	674170	1,691
A	14019	505	153250	1,371

S. 30, 1902, wo die Extrapolation der Formel $\varepsilon = \alpha\sigma^m$ aus Zug- und Druckversuchen am gleichen Gußeisen zur entgegengesetzten Annahme verleitet.

1) Die bei Herrn Bach nicht angegebene Versuchstemperatur dürfte etwa 21° gewesen sein, also höher als bei mir. In Anbetracht der geringen Änderung des Elastizitätsmoduls mit der Temperatur kommt aber nicht viel darauf an.

2) Nach Bach.

Man sieht, daß die Schülesche Exponentialformel 2 nach kleinen Deformationen hin völlig versagt, die Hartigsche Formel 1 bei GK sehr gut stimmt[1]), bei A im ganzen auch den Verlauf gut darstellt. Allerdings gibt hier die den Bachschen Zahlen angepaßte Formel um 5 Proz. kleinere Dilatationen, als ich sie beobachtet habe. Entsprechend ist auch die Konstante der Formel

$$E_0 = 1401900$$

um 5 Proz. größer, als ich an meinem Stabe den Elastizitätsmodul nach zwei Methoden gefunden habe. Doch ist der Unterschied kaum größer, als er aus der Verschiedenheit der Materialproben erklärt werden kann.[2])

Nehmen wir einmal die Hartigsche Formel als wahren Ausdruck für das Verhalten des Gußeisens an, so zeigt sie, daß für mein Versuchsgebiet das Hookesche Gesetz innerhalb 1 Proz. gilt. Denn die nach Gleichung (1a) zu den σ gehörigen Elastizitätsmoduln (Kolumne 6, Tab. 2 und 3) unterscheiden sich um weniger als 1 Proz. von den Formelkonstanten E_0.

Schluß.

Das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen erweist sich also insofern als normal, als die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung in das Hookesche Gesetz übergeht und der Elastizitätsmodul für Druck und Zug der gleiche wird.[3])

Wie weit das Gesetz (1a), daß der Elastizitätsmodul linear mit der Spannung sich ändert, allgemeinere Geltung besitzt, vermag ich nicht zu entscheiden. Auf Versuche an Metallen habe ich die Beziehung immer mit Erfolg angewendet, z. B. auch auf die von J. O. Thompson, wo sie freilich beim Messing der Thompsonschen Formel mit drei Konstanten erheblich unterlegen ist.

Da für technische Zwecke das Bedürfnis nach einer mathematischen Beziehung zwischen elastischer Dehnung und Spannung vorliegt, so wäre es jedenfalls mit Freude zu begrüßen, wenn eine solche gewählt werden könnte, die mit dem Verhalten des Materials bei schwachen Deformationen vereinbar ist.

1) Bach selbst klammert die letzte Zahl $\Delta\varepsilon$ ein, weil auf dieser Belastungsstufe trotz großer Zahl der Wechsel die Dehnung fortgesetzt wuchs.

2) Es sei hier bemerkt, daß die nähere Bezeichnung meiner Stabexemplare GK 3 und A 6 war, während die hier benutzten Zahlen von Bach für GK 3 und A 1 gelten. A 1 zeigte nach Bach Fehler im Material.

3) Den gleichen Schluß gestattet die Extrapolation der Hartigschen Formel, angewendet auf Bachs Zug- und Druckversuche am Gußeisen III (Elast. u. Festigkeit, 4. Aufl. S. 25 ff., 1902).

(Eingegangen 12. Oktober 1906.)

E. Gehrcke und O. v. Baeyer (Charlottenburg), Über den Zeeman-Effekt in schwachen Magnetfeldern.

Durch die Arbeiten von Voigt[1]) und Lorentz[2]) über die Theorie des Zeeman-Effektes hat in neuester Zeit die Beobachtung dieses Effektes in schwachen Magnetfeldern besonderes Interesse gewonnen. Erfordernis für solche Untersuchungen sind Spektralapparate von hohem Auflösungsvermögen, wie wir sie in der Form des Stufengitters und des Plattenspektroskops besitzen.

Die folgenden Untersuchungen sind mit dem Plattenspektroskop von Lummer und Gehrcke, und zwar nach der Methode der gekreuzten Platten durch Interferenzpunkte[3]) ausgeführt. Die Reichsanstalt hat in neuester Zeit eine vorzügliche Platte von A. Hilger, London, angekauft, deren Auflösungsvermögen wohl alle bisher hergestellten Stufengitter übertrifft. Da die Platte außerdem beinahe frei von sogenannten Geistern ist, so leistet sie für diese Zwecke unschätzbare Dienste. Aus den Dimensionen (Länge 30 cm, Dicke 1 cm, Breite 4 cm) ergibt sich für $\lambda = 0{,}5\ \mu$ das Auflösungsvermögen von rund 660000, während diese Größe bei den größten Stufengittern, wie sie zurzeit von Hilger hergestellt werden (33 Stufen, je 1 cm dick) nur 330000 beträgt. — Die Platte wurde mit einer von Häcke (Berlin) hergestellten 3 mm starken gekreuzt. Die Vorteile der Interferenzpunktmethode sind a. a. O.[3]) schon eingehend beschrieben, hier mag nur darauf hingewiesen werden, daß gerade bei vorliegender Untersuchung die Vergrößerung des Dispersionsgebietes, wie man sie durch Kreuzen einer dicken Platte mit einer dünnen erhält, von großem Nutzen ist. Ein Nachteil der Methode liegt in der Lichtschwäche der Erscheinung, wodurch beim Photographieren mehrstündige Expositionen erforderlich werden. Man könnte dies unter anderem dadurch verbessern, daß man bei der einen Platte nicht streifende Incidenz, sondern einen kleineren Einfallswinkel anwendet; hierdurch wird die Helligkeit außerordentlich gesteigert. Allerdings behalten bei dieser Anordnung die Punkte nicht die größtmögliche Schärfe. Wir haben deshalb bisher ausschließlich die a. a. O.[3]) beschriebene Methode der Kreuzung angewandt.

Um die Leistungsfähigkeit der obengenannten Plattenkombination zu zeigen, mögen zunächst einige Resultate über die Zerlegung der Quecksilberlinien hier Platz finden. Es stellte sich gegenüber unserer früheren Veröffentlichung[4]) und der Arbeit von Janicki[1]) heraus, daß manche Linien noch komplizierter gebaut sind, als damals angegeben. So fanden sich bei der Linie *Hg* 546 $\mu\mu$ 8 Trabanten (früher 5), bei *Hg* 436 $\mu\mu$ 9 (früher 7) Trabanten. Es muß hervorgehoben werden, daß diese neu auftretenden Trabanten (bis auf einen sehr lichtschwachen) in den früheren Arbeiten von Janicki und uns nicht etwa übersehen wurden, sondern erst bei dem jetzt erreichten Auflösungsvermögen an der neuen Hilgerschen Platte wahrgenommen werden konnten. Die alten Angaben von Lummer und Gehrcke werden hierdurch nicht berührt und bleiben nach wie vor korrekturbedürftig.[2])

Die Anordnung zur Bestimmung des Zeeman-Effektes war folgende. Das Licht einer kleinen, mit Quecksilber gefüllten Geißlerröhre, die sich im Magnetfelde befand, trat durch einen Nicol; der Strahl verlief $\perp$ den Kraftlinien. Das Gesichtsfeld im Beobachtungsfernrohr konnte durch eine Blende in zwei Teile geteilt werden. Auf dem einen Teile wurde die Erscheinung im Magnetfelde mit senkrecht zu den Kraftlinien polarisiertem Licht photographiert, auf dem anderen mit parallel den Kraftlinien polarisiertem Licht. Von den verschiedenen Quecksilberlinien sind besonders geeignet einzelne Trabanten der sogenannten Hauptlinien; da die letzteren verbreitert sind und sich im Magnetfelde mit den benachbart gelegenen Trabanten überlagern, ist eine Messung der Hauptlinien sehr ungenau.

Bei der Berechnung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ stützten wir uns auf die oben erwähnte Abhandlung von Lorentz, zu der uns Prof. Lorentz in überaus freundlicher Weise einige Ergänzungen brieflich mitgeteilt hatte.

Es ließ sich auf Grund dieser Angaben von Lorentz folgende allgemein gültige Formel ableiten:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{4\pi c}{H\lambda^2}\sqrt{\delta\lambda_1 \cdot \delta\lambda_2} \text{ elektromagn. Einheiten,} \quad 1)$$

wo H Feldstärke,
λ Wellenlänge,
$\delta\lambda_1$ und $\delta\lambda_2$ die Wellenlängendifferenzen der äußeren gegen die mittlere Komponente des Tripletts.

Diese Formel unterscheidet sich von der alten einfachen Formel, welche Zeeman[3]) angeben hat, dadurch, daß an Stelle von $\delta\lambda$ hier $\sqrt{\delta\lambda_1 \cdot \delta\lambda_2}$ steht. Es wird nämlich bei Aufstellung der Bewegungsgleichung für das Elektron das von den anderen Elektronen herrührende Feld mit berücksichtigt.[4]) Außerdem ist

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) 1, 376—388, 1900.
2) H. A. Lorentz, Proc. Kon. Akad. van Wetensch. Amsterdam 1906, 591—611.
3) E. Gehrcke u. O. v. Baeyer, Ann. d. Phys. (4) **20**, 269—292, 1906.
4) E. Gehrcke u. O. v. Baeyer, l. c.

1) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36—79, 1906.
2) Vgl. E. Gehrcke u. O. v. Baeyer, l. c.
3) P. Zeeman, Phil. Mag. (5) **43**, 233, 1897.
4) H. A. Lorentz, l. c.

die Annahme gemacht, daß auf jedem Molekül ein Elektron sitzt. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich eine Unsymmetrie des Zeeman-Effektes, wie sie zuerst Voigt (l. c.) abgeleitet hat. Die Unsymmetrie $(\delta\lambda_2 - \delta\lambda_1)$ ist abhängig von der Anzahl N der Moleküle, aber nicht abhängig von H.

Nach der Theorie ist die Aufspaltung nach der Seite der kleineren Wellenlängen die größere. Aus der Voigtschen Theorie folgt außerdem, daß bei schwachen Feldern die Intensität der Komponente auf der Seite der größeren Wellenlänge größer ist als die der anderen Komponente, während bei Zunahme des Feldes die Intensitäten der beiden Komponenten allmählich gleich werden.

Aus der Unsymmetrie kann man auf Grund der Lorentzschen Theorie außer $\frac{\varepsilon}{\mu}$ auch $N.\varepsilon$ berechnen; es ergibt sich

$$N\varepsilon = \frac{H}{2\lambda c} \frac{\delta\lambda_1 - \delta\lambda_2}{\sqrt{\delta\lambda_1\,\delta\lambda_2}}$$ in elektrom. Einheiten. 2)

Aus unseren bisherigen Messungen ergaben sich folgende Werte für $\frac{\varepsilon}{\mu}$:

I. Grüne Hg-Linie 546 $\mu\mu$. Die Hauptlinie ist so breit und verwaschen, daß sie für die Messung nicht geeignet erscheint. Dafür sind einzelne, günstig gelegene Trabanten scharf und meßbar, nämlich

Trabant 1 von der Wellenlängendifferenz gegen die Hauptlinie $+0,9 \cdot 10^{-2}\,\mu\mu$,
Trabant 2 von der Wellenlängendifferenz gegen die Hauptlinie $-0,7 \cdot 10^{-2}\,\mu\mu$,
Trabant 3 von der Wellenlängendifferenz gegen die Hauptlinie $-2,4 \cdot 10^{-2}\,\mu\mu$.

$\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 10^{-7}$			Zugehörige Feldstärke (Gauß)
Trabant 1	Trabant 2	Trabant 3	
2,87	2,83	2,61	535
2,97		2,89	775
2,87		2,53	993
3,15			1158

II. Grüne Hg-Linie 491 $\mu\mu$. Dieselbe besitzt keine Trabanten.

$\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 10^{-7}$	Zugehörige Feldstärke (Gauß)
1,94	1160
2,03	

III. Blaue Hg-Linie 436 $\mu\mu$. Diese Linie besitzt eine große Zahl von Trabanten, von denen zwei für unseren Zweck geeignet waren. Die Hauptlinie ist sehr verwaschen und wurde deshalb nicht gemessen.

Trabant 1 von der Wellenlängendifferenz gegen die Hauptlinie $+1,2 \cdot 10^{-2}\,\mu\mu$,
Trabant 2 von der Wellenlängendifferenz gegen die Hauptlinie $-1,7 \cdot 10^{-2}\,\mu\mu$,
der letztere Trabant zeichnete sich durch größere Schärfe aus.

$\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 10^{-7}$		Zugehörige Feldstärke (Gauß)
Trabant 1	Trabant 2	
2,17	2,17	775
2,42	2,27	993
2,55	2,16	1158
2,40	2,08	1265

Für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ an Kathodenstrahlen fand S. Simon[1]) den Wert $1,865 \cdot 10^7$. Aus dem Zeeman-Effekt in starken Magnetfeldern sind meist, in Übereinstimmung mit unseren Messungen, größere Werte gefunden worden.[2]) Ferner ergeben sich, wie aus den mitgeteilten Zahlen ersichtlich ist, für die verschiedenen Linien sehr verschiedene Werte für $\frac{\varepsilon}{\mu}$.

Eine Unsymmetrie des Zeeman-Effekts, wie sie die Theorie vorausgesagt hat, konnte an den untersuchten Linien mit Sicherheit von uns noch nicht konstatiert werden. Die geringen Unsymmetrien, welche beobachtet wurden, lagen zum Teil nach Seiten der kürzeren Wellen, zum Teil aber auch nach den längeren Wellen hin, also in entgegengesetztem Sinne, als die Theorie verlangt. Sie dürften sich hauptsächlich durch Abweichung der Intensitätsverteilung der benutzten planparallelen Platte von der symmetrischen Form erklären lassen.

In den zur Verwendung kommenden Feldern von 1000 Gauß und darüber waren alle gemessenen Linien mit Ausnahme von λ 491 insofern anomal, als die mittlere Komponente des Triplets verbreitert oder sogar deutlich verdoppelt war. Daß λ 491 sich normal verhält, haben für ein starkes Feld von etwa 25000 Gauß bereits Runge und Paschen[2]) gefunden. Die von Runge und Paschen gemessenen, sehr starken Anomalien der anderen Linien treten in den von uns benutzten schwachen Feldern noch nicht hervor.

Verschiedenheiten in der Intensität der beiden äußeren Komponenten des Triplets konnten wir nicht bemerken.

Man wird aus obigen Angaben schließen müssen, daß entweder die Theorie für den vorliegenden Fall noch einer Ergänzung bedarf.

1) S. Simon, Wied. Ann. **69**, 589, 1899.
2) C. Runge u. F. Paschen, Abhandl. d. Berl. Akademie 1902, Anhang.

oder daß die Anzahl N der geladenen Moleküle zu klein war und sich auf diese Weise die Unsymmetrie der Beobachtung entzog.

Charlottenburg, Physik.-Techn. Reichsanstalt.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

Diskussion.

Voigt (Göttingen): Die Resultate haben mich außerordentlich interessiert. Ich möchte aber dazu daran erinnern, wie seinerzeit die Entwicklung unserer Kenntnis dieser Dinge in dem Gebiet, das der Vortragende behandelt hat, vor sich gegangen ist. Ich hatte im engen Anschluß an Lorentzsche Vorstellungen ein „Erklärungssystem" vorgeschlagen, und dieses signalisierte die Existenz einer solchen Dissymmetrie. Ich teilte das generelle Resultat Herrn Professor Zeeman mit, ohne ihm den Sinn der Erscheinung anzugeben. Zeeman hat dann in mehreren Fällen die Dissymmetrie aufgefunden, und zwar immer in dem Sinn, wie die Theorie sie verlangte.

Es ist nun sehr schwierig, zu sagen, welche Feldstärke nötig ist, damit die Dissymmetrie merklich wird; denn wir kennen die Parameter der Spektrallinien zu wenig; sie sind erst für ganz wenige Substanzen bestimmt, z. B. für Natriumdampf, und auch da nur in einer rohen Annäherung unter Zuhilfenahme von Hypothesen. Ich glaube also nicht, daß man zunächst einen prinzipiellen Einwand gegen die mit so vielen Beobachtungen übereinstimmende Theorie zu erheben hat. Aber es ist eine eigentümliche Sache, daß bei der grünen Quecksilberlinie die Erscheinung nicht eingetreten ist. Um so mehr wäre eine Fortführung der Untersuchungen erwünscht.

Vortragender: Vielleicht ist das darauf zurückzuführen, daß im Geißler-Rohr die Zahl der Moleküle beim Quecksilber zu klein ist, während Zeeman mit Eisen gearbeitet hat.

Runge: Es gibt doch eine ganze Zahl von Linien im Quecksilberspektrum, die genau das Verhältnis $\frac{\epsilon}{\mu}$ liefern. Ich habe für diese einen Mittelwert erhalten, der mit der neuesten Bestimmung von Bestelmeyer sehr genau übereinstimmt, bis auf 1—2 Proz. Wie wäre es, wenn Sie diese Linien, die ein ganz normales Triplet zeigen, untersuchen wollten?

Vortragender: Das hat die Schwierigkeit, daß sie keine Trabanten haben.

Runge: Sie können doch die Hauptlinie untersuchen.

Vortragender: Bei der dunkelgrünen geht es noch, aber kaum bei den anderen Linien.

Runge: Hängt das nicht von dem Druck ab, den Sie in Ihrer Lampe haben?

Vortragender: Wir haben ein Geißler-Rohr, und der Druck ist so weit erniedrigt, als es möglich ist.

Runge: Man kann doch sehr feine Linien machen.

Vortragender: Ja, trotzdem ist bei unseren Versuchen die Breite des Trabanten etwa $^1/_{10}$ des Abstandes der äußeren Komponenten.

Runge: Wie ist es mit der Proportionalität der Aufspaltung mit der Feldstärke? Haben Sie das untersucht?

Vortragender: Ja, sie ist gewahrt.

Runge: Auch bis zu ganz hohen Feldern?

Vortragender: Nach oben haben wir das noch nicht untersucht, wir haben lediglich nach unten extrapoliert, um zu sehen, ob man auf den richtigen Nullpunkt kommt.

J. Zenneck (Braunschweig), Ein einfaches Verfahren zur Photographie von Wärmestrahlen.

Das Verfahren beruht auf der bekannten Tatsache[1]), daß manche Entwickler bei niederen Temperaturen fast nicht auf die photographische Platte wirken. Badet man also eine belichtete Platte in einem solchen kalten Entwickler, so wird sie nicht geschwärzt. Nimmt man dann die Platte aus dem Entwickler heraus und läßt z. B. durch ein Diaphragma Wärmestrahlen auf die Platte fallen, so wirkt der Entwickler nur an denjenigen Stellen, an denen die Platte durch die Wärmestrahlen getroffen und erwärmt wird. Nur diese Stellen werden also geschwärzt, und man erhält eine Abbildung des Diaphragmas durch die Wärmestrahlen.

Der Gedanke, die Temperaturempfindlichkeit der Entwickler zur Photographie von Wärmestrahlen zu verwerten, ist so naheliegend, daß ich nicht gewagt hätte, an dieser Stelle darüber zu berichten, zumal da die Versuche noch nicht abgeschlossen sind. Allein es hat sich schon jetzt gezeigt, daß die Empfindlichkeit des Verfahrens trotz seiner Einfachheit größer ist, als man wohl von vornherein erwartet. Ich möchte dies an drei Beispielen zeigen.

1. Wärmequelle ein Topf mit nahezu kochendem Wasser. In einer Entfernung von ca. 10 cm davon als Diaphragma ein Blech, in welches ein W eingeschnitten ist. Dahinter die Platte. Sie sehen das Bild des W, hervorgerufen durch die Wärmestrahlen des Wassers.

2. Aus einem Blech ist ein Rechteck und ein Halbkreis ausgeschnitten, das Rechteck mit

1) Anm. bei der Korrektur. Diese spielte schon vor einigen Jahren eine Rolle, als durch dieselbe L. Graetz (Münchener medic. Wochenschrift 1898, No. 33) u. E. Jacobsen (Photogr. Rundschau 1898, S. 461) die Strahlen erklärten, welche nach Luys (C. R. de la société de biologie 29. Mai 1897) die menschlische Hand aussenden sollte.

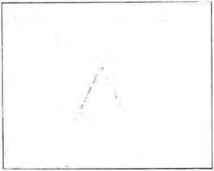


Fig. 1.[1])

einer Hartgummiplatte, der Halbkreis mit einer Glasplatte bedeckt. Dahinter die photographische Platte. Läßt man die Wärmestrahlen eines Topfes mit heißem Öl oder Blei auf das Blech fallen, so erscheint auf der Platte das Rechteck sehr stark, der Halbkreis sehr schwach abgebildet (Fig. 2): Die langwelligen Wärmestrahlen werden von der Hartgummiplatte weniger stark

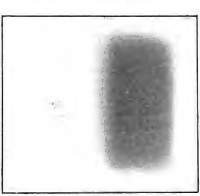


Fig. 2.[1])

als vom Glas absorbiert. Ersetzt man die Wärmequelle durch eine Lichtquelle, so bekommt man auf einer in gewöhnlicher Weise behandelten Platte natürlich das Gegenbild: der Halbkreis wird sehr stark, das Rechteck nicht abgebildet.

3. Eine *V*-förmige Röhre ist so angebracht, daß von ihr ein Hohlspiegel ein möglichst scharfes Bild auf der photographischen Platte entwirft. Läßt man heißes Öl durch die Röhre fließen, so erscheint auf der mit kaltem Entwickler getränkten Platte ein Bild der Röhre,

Fig. 3.[1])

hervorgerufen durch die Wärmestrahlen, die sie aussendet. Unter besonders günstigen Umständen habe ich auch ein schwaches Bild eines Rohres, das von Wasserdampf durchströmt war, erhalten.

Zur Ausführung des Verfahrens bemerke ich noch das Folgende.

Als Entwickler eignen sich Hydrochinon und Glycin, wahrscheinlich auch Rodinal[2]), mit dem ich aber noch keine Versuche machen konnte.

Eine besondere Plattensorte ist zum Gelingen des Versuchs nicht erforderlich. Günstig sind Platten mit dicker Gelatineschicht. Ich habe gute Erfahrungen gemacht mit den sogenannten lichthoffreien Platten von Unger und Hoffmann (Berlin-Dresden), habe aber bis jetzt nur sehr wenige vergleichende Versuche angestellt.

Da die Gelatineschicht mit kaltem Entwickler sich nicht kräftig vollsaugt, so empfiehlt es sich, zuerst die unbelichtete Platte in warmem Entwickler zu baden, dann in kalten Entwickler zu bringen, nun zu belichten und sie dann den Wärmestrahlen auszusetzen. Während die Platte den Wärmestrahlen ausgesetzt ist, ist es gut, sie in einen kleinen Kasten zu legen, der von Eis umgeben ist, damit sie sich nicht im ganzen erwärmt.

1) Negativ!

1) Negativ!

2) Anm. bei d. Korrekt. Ich schließe das aus der Mitteilung von E. Jacobsen, l. c.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

Digitized by Google

Diskussion.

Goldstein: Ich möchte den Vortragenden um Auskunft bitten, aus welcher Fabrik das als gewöhnliches Objektiv bezeichnete Glas stammt?

Vortragender: Es ist ein Busch-Objektiv, Omnar Serie III mit 25 cm Brennweite und dem Öffnungsverhältnis von $\frac{f}{7,7}$. Es kostet ca. 139 Mark.

N. N.: Ich möchte noch eine Frage an den Vortrag des Herrn Zenneck anknüpfen. Er hat gezeigt, wie Wärmestrahlen zu photographieren sind. Läge nicht auch die Möglichkeit vor, dies zur Temperaturbestimmung zu benutzen? Ließe sich die Methode nicht so ausarbeiten, daß man aus der Photographie einen Schluß auf die Temperatur ziehen könnte.

Zenneck: Das kann ich nicht beurteilen. Wenn man einen Bunsenbrenner photographiert, so werden die Teile am dunkelsten, die am heißesten sind. Ob man das aber zu diesem Zweck anwenden kann, vermag ich nicht zu beurteilen.

N. N.: Darnach scheint es also doch möglich zu sein. Mir scheint das besonders für die Temperaturbestimmung explodierender Stoffe von Wert sein zu können. Den Herren, die sich dafür interessieren, wird wohl meist die Gelegenheit fehlen, mit Sprengstoffen zu operieren. Ich stelle daher solchen Herren das Laboratorium meiner Fabrik gern zur Verfügung.

BESPRECHUNGEN.

J. J. Thomson, Elektrizitäts-Durchgang in Gasen. Deutsche autorisierte Ausgabe. Unter Mitwirkung des Autors besorgt und ergänzt von Erich Marx. gr. 8. VIII u. 587 S. mit 187 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1905—1906. M. 18,—.

Vor einiger Zeit konnte ich[1]) über das Erscheinen der ersten Lieferung dieser Ausgabe des Thomsonschen Werkes berichten. Nunmehr liegt das Buch abgeschlossen vor. Was ich seinerzeit über die erste Lieferung bemerkt habe, behält auch für die zweite und dritte Gültigkeit. Ich hatte damals den Wunsch nach einer freieren Behandlung des Stiles bei der Übersetzung geäußert; dieser Wunsch ist besonders bei der Lektüre der ersten Hälfte der zweiten Lieferung in mir lebendig geworden. Die Beibehaltung der langen Perioden des Originals auch im deutschen Text ist nicht ohne Gefahr für die Verständlichkeit. Im vorliegenden Falle tritt noch erschwerend eine auffallende Häufung von Druckfehlern in diesem Teile hinzu. — Sehen wir von diesen Äußerlichkeiten ab, so müssen wir die Fertigstellung der deutschen Ausgabe mit Freuden begrüßen. Dem Herausgeber gebührt herzlicher Dank für seine mühevolle Arbeit. Max Iklé.

1) Diese Zeitschr. 7, 333—334, 1906.

(Eingegangen 26. Juli 1906.)

Paul Högner, Lichtstrahlung und Beleuchtung. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen, herausgegeben von G. Benischke, Heft 8.) 8. X u. 66 S. Braunschweig, Friedrich Vieweg und Sohn. 1906. — M. 3,—, in Lwd. geb. M. 3,50.

Dieses Buch wendet sich in erster Linie an den Beleuchtungstechniker. Es unterrichtet ihn über die Lichtausstrahlung von Flächen und Körpern und gibt ihm höchst wertvolle Anleitung für die Wahl der Lampen, deren erforderliche Anzahl, ihre Verteilung und Aufstellung, entsprechend den vielseitigen und überaus verschiedenartigen Ansprüchen, welche die Praxis im Einzelfalle an ihn stellt. Eine Reihe von Tabellen fördert den Zweck des Werkes, dem es sicherlich an einem großen Leserkreise nicht fehlen wird. Max Iklé.

(Eingegangen 1. Oktober 1906.)

Ostasiatischer Erdbebenkatalog. Verzeichnis der im Jahre 1904 auf den Erdbebenstationen in Japan, Formosa, Manila und Batavia registrierten Störungen. Zusammengestellt von E. Rudolph. (Aus Beiträge zur Geophysik. Zeitschrift für physikalische Erdkunde. Herausgegeben von G. Gerland. VIII. Band, 1. Heft.) gr. 8. 106 S. mit 1 Tafel und 1 Abbildung im Text. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1906. Preis des Heftes 5 M.

Der vorliegende Katalog stellt das Beobachtungsmaterial, das der Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg i. E. infolge des einheitlich geregelten seismischen Nachrichtendienstes reichlich zugeht, nach bestimmten Grundsätzen zusammen. Er umfaßt die Registrierungen der in der Überschrift genannten Stationen und gibt in ausgedehntem Maße Auskunft über die makroseismisch erschütterten Punkte, aus der sich über die Lage des Epizentrums Schlüsse ziehen lassen. Aber auch die Registrierungen von Fernbeben d. h. solcher Beben, deren Epizentren nicht im ost-

asiatischen Gebiet liegen, sind in dem Katalog aufgenommen. Derselbe hat einen großen wissenschaftlichen Wert für die Kenntnis der Verteilung der Epizentren in Ostasien. Dann gibt er aber auch ein umfangreiches Material zur Hand, das u. a. zur Lösung der Frage über die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der Erdbebenwellen dient. Dies halte ich für besonders wichtig. Gehen wir nun zur Besprechung über die einzelnen Hauptpunkte: Beobachtungsmaterial, Instrumente, Verteilung der Stationen, Anlage des Kataloges über. Für das Beobachtungsmaterial standen dem Verfasser die amtlichen Mitteilungen der Konsulate in Yokohama für die mikro- und makroseismischen Störungen in Japan, in Tamsui-Twatutia für Formosa zur Verfügung; ferner wurden benutzt die Veröffentlichungen im Bulletin des „Philippine Weather Bureau" und die „Observations made at the Royal Magnetical and Meteorological Observatory at Batavia". Die Resultate der Messungen der Stationen Kaeta-Radja auf Sumatra (Leiter C. Lau) und Si-ka-wei bei Shanghai (Leiter Louis Froc S. J.) lagen dem Verfasser handschriftlich vor; die Registrierungen der Station Batavia (Leiter S. Figee) sind ihm im Original zugesandt worden; der Verfasser hat diese selbst ausgemessen. Wie ersichtlich, sind an dem Ausmessen der in Frage kommenden Seismogramme eine Reihe von Beobachtern beteiligt. Es drängt sich nun die Frage auf: ist das Material bezüglich der Auffassung, Ausmessung der Seismogramme ein homogenes? Die Antwort hierauf ist eine negative; der Wert der zahlreichen Angaben wird hierdurch etwas beeinträchtigt. Dies liegt jedoch nicht am Verfasser, sondern am Beobachter, der wenigstens einen Durchschnittswert für die Genauigkeit seiner Ausmessungen, sofern sie von seiner persönlichen Auffassung herrühren, hätte angeben können. Die Angabe der Sekunden, abgesehen von den Registrierungen vom Rebeurpendel in Batavia, ist wohl richtiger durch die Angabe von Bruchteilen von Minuten zu ersetzen. Dies schließt dann eine Ungenauigkeit von 3 bis 4 Sek. ein, die dem tatsächlichen Fehler der Ablesung wohl mindestens gleichkommen dürfte; aber auch bei den Ablesungen der Bataviaseismogramme vom photographisch registrierenden Pendel nach Rebeur-Ehlert hätte die Unsicherheit in Sekunden ausgedrückt, etwa wie in den Potsdamer Zusammenstellungen von Hecker, angegeben werden können. Es muß zugegeben werden, daß die Auffassung und Ausmessung der Einsätze oft sehr schwierig ist und [illegible], es gibt Seismogramme, [illegible] lassen und solche, [illegible] machen und doch nach der schließlich erhaltenen Ausmessung ein unsicheres Gefühl bezüglich der tatsächlichen Richtigkeit hinterlassen. In solchen Fällen namentlich sollte die betreffende Stelle mit Einschluß von etwa ± 3 Min. des übrigen Störungsteiles entweder mit abgedruckt oder aber der Zentralstelle in Straßburg, wo diese Kataloge regelmäßig bearbeitet werden sollen, zugesandt werden, um dort definitiv und eventuell mit Angabe des möglichen Fehlers festgelegt zu werden. Das Radikalheilmittel wäre allerdings das, daß alle Störungen im Original von einem Beobachter ausgemessen werden, der in zweifelhaften Fällen mehrere andere heranzieht, die unabhängig voneinander die in Frage kommende Stelle festlegen sollen; daß das eine Arbeit ist, durch die die an und für sich schon sehr mühevolle Arbeit der Bearbeitung eines Erdbebenkataloges noch mehr vergrößert wird und in möglichst kurzer Zeit gar nicht bewältigt werden kann, sieht Referent ein und daher bleiben vielleicht die ersten Vorschläge zu überlegen. An allen Zeitangaben ist der Uhrstand bereits angebracht; es wäre auch sehr nützlich, wenn eine Angabe über die Sicherheit der Uhrstände, wenigstens im Durchschnitt, angeführt wäre, das sollte allen Beobachtern nahegelegt werden. Die Unsicherheit der Messung selbst, soweit sie durch die Geschwindigkeit der Registriertrommel bedingt ist, kann bei Kenntnis dieser leicht überschlagen werden. Bisher ist von der Abhängigkeit der Zeitangaben, von der Empfindlichkeit des Instrumentes noch nicht die Rede gewesen, zieht man aber diesen Umstand mit in Betracht, wie es auch sein muß, so muß man in bezug auf den Genauigkeitswert noch vorsichtiger sein. Die Instrumente, die hier in Betracht kommen, beruhen größtenteils auf dem Prinzip der Horizontalpendel; der in Manila aufgestellte Mikroseismograph Vicentini, beruht auf dem der Vertikalpendel beschrieben in Gerlands Beiträge zur Geophysik Bd. 3 oder in den Abhandlungen von Vicentini. Von dem ersten System kommen hier in Betracht der Seismograph von „Gray-Milne", das Horizontalpendel nach „Milne" und das nach „v. Rebeur-Ehlert", auch beschrieben l. c. Das in Si-ka-wei aufgestellte Horizontalpendel nach Omori ist der von Omori verbesserte Typus „Grablowitz", cf. l. c.; das „Straßburger Horizontalschwerpendel" ist das mit einigen Änderungen versehene Omorische Horizontalpendel.[1]) Über die Konstanten ist näheres im Katalog nur beim v. Rebeur-Ehlertschen Pen-

1) Dieses Pendel, dessen Empfindlichkeit neuerdings durch Anbringung verschiedener Verbesserungen vergrößert ist, ist ebenso, wie das in Batavia aufgestellte photographisch registrierende v. Rebeur-Ehlert-Pendel von der Firma J. u. A. Bosch in Straßburg i. E. gebaut. Referent.

del angegeben und beim Mikroseismograph Vicentini. Beim ersteren fehlt aber die Entfernung „Spiegel-Walze", die man sich aber aus den angegebenen Reduktionskonstanten herausrechnen kann. Die 0,567 angegebene Schwingungsdauer des vertikal eingehängten Pendels dürfte wohl die ganze und nicht die halbe sein. Der Beobachter in Manila hat den Vergrößerungsfaktor nicht angeführt. Über die anderen Instrumente ist von den Beobachtern leider nichts angegeben, so daß im Katalog nichts darüber verzeichnet steht. Es ist sehr wünschenswert, wenn den Ausmessungen des Seismogramms stets auch die Konstanten des betreffenden Instrumentes beigegeben werden. Den Angaben über die Konstanten müßten auch nähere Angaben beigefügt werden, die sich auf den Raum, in dem das Pendel aufgestellt ist, beziehen; auch solche über die geologische Beschaffenheit des Bodens und wie weit der äußere Verkehr von Einfluß ist, wären von großer Wichtigkeit für die Beurteilung der Ausmessungen.

Geht einer seismischen Störungsfigur eine bemerkenswerte Bodenunruhe voraus, so ist auch dieser Umstand anzuführen. Daß die Angaben der Seismogrammausmessungen nicht nur von der verschiedenen Auffassung der Beobachter, sondern auch von der Verschiedenheit der Instrumentensysteme beeinflußt werden, ist klar. Entweder man findet Mittel und Wege, die Angaben des einen Systems auf ein Normalsystem zu reduzieren, oder man beschränkt sich eben nur auf nahezu einwandfreie Instrumente. Welche das sind, wenigstens soweit es sich nicht allein um statistische Fragen handelt, dürfte die Zukunft wohl bald entscheiden, auch kann hier die internationale Erdbebenassoziation heilbringend eingreifen. Auch der Verfasser betont ganz besonders die erforderliche Einheit und Gleichwertigkeit der Instrumente. Von großem Interesse ist der Umstand, daß in Batavia zwei verschiedene Instrumente aufgestellt sind, ein Pendel nach v. Rebeur-Ehlert und eins nach Milne. Ersteres ist das einzige hier in Betracht kommende Instrument mit Dämpfung, die aber leider zu schwach ist. Das bei einigen Störungen vom Verfasser erwähnte regelmäßige Anschwellen der Ausschläge liegt in der zu geringen Dämpfung und wohl auch darin, daß die auftretenden Perioden der Erdbebenwellen zur Eigenperiode des Instrumentes kommensurabel sind. In Batavia sind von beiden Instrumenten, wie Referent sich überzeugt hat, 85 Aufzeichnungen, die sich auf dasselbe Beben beziehen, gemacht worden. Referent hat die Differenzen der Eintrittszeiten der ersten Phase (beim Milnependel, ebenso auch bei den anderen, außer beim Rebeurpendel sind durchweg nur diese und zum großen Teil auch das Maximum angesetzt) im Sinne Rebeur-Milne gebildet und findet kurz folgendes: Das Milnependel gibt den Beginn der Störungskurve fast durchweg zu spät an, und zwar ist bei dem Beben, deren Epizentren nahe dem Beobachtungsort liegen, dieser Unterschied kleiner, als bei entfernten Epizentren. Angeführt sei nur noch, daß bei 22 diese Differenz $\leq 1^{min}$, bei $15 \leq 2^{min}$ ist; bei anderer Gelegenheit geht Referent auf diese wie auf die anderen Aufzeichnungen näher ein. Von den erwähnten 85 Aufzeichnungen haben 25 bekannte Epizentren. 17 in Batavia (v. Rebeur-Ehlertpendel) und in Manila (Vicentinipendel) zugleich registrierte Störungen haben bekannte Epizentren. Das v. Rebeur-Ehlertpendel in Batavia hat 47 Störungen mit bekannten Epizentren aufgezeichnet. Die aufgezeichneten Störungen, deren Epizentren in Ostasien liegen, findet Referent zu 1157, durchschnittlich fallen auf die Monate Januar bis April einschl. 85, Mai bis August einschl. 111, September bis Dezember einschl. 93. Fernbeben, deren Epizentren nicht in Ostasien liegen, sind in Batavia vom v. Rebeur-Ehlertpendel 42 verzeichnet, die auch, wie Referent sich überzeugt, zum großen Teil auf europäischen Stationen verzeichnet sind. Man könnte noch auf weitere Einzelheiten eingehen, doch wäre dies hier zu weit. Erwähnt sei noch, daß Verfasser die Aufzeichnungen des v. Rebeur-Ehlertpendel nach dem gekürzten allgemeinen Schema gegeben hat, also V_1, V_2 und B, abgesehen von den wenigen Fällen, wo eine Einteilung unmöglich war. Referent hat den Eindruck, daß von den hier benutzten Instrumenten das letzere entschieden das beste ist. Verfasser geht auch auf die Verteilung der Stationen näher ein und wünscht mit Recht eine Besserung. Zum Schluß mögen noch einige Bemerkungen über die Anlage des Kataloges gestattet sein. Der Katalog enthält auch Spalten für Ort, Datum Gesamtdauer und für durchweg in M. Zt. Gr. gegebenen Einheitszeiten der ersten und zweiten Vorphase, des Hauptbeben und des Maximums; ebenso enthält eine Rubrik Angaben für die makroseismische Erschütterung. Unter Bemerkung stehen der Charakter für die gefühlten Beben und sonstige kleine Angaben. Referent möchte hier dem Wunsche Ausdruck geben, ob es nicht möglich wäre, wenn es das Seismogramm zuläßt, Angaben über Perioden, die sich besonders herausheben und Bodenbewegung in μ für solche Stellen — sind die Instrumentalkonstanten vorhanden, so genügen auch die betreffenden Ausschläge in mm — anzuführen. Ganz besonders markante Stellen im Beben werden sich auf anderen Stationen wiederfinden und ein Vergleich dieser ist von großem Interesse.

Auch würde eine kurze Zusammenstellung einzelner wichtiger Daten, z. B. der bekannten Epizentren, der Häufigkeit ihres Auftretens von Interesse sein. Sehr angenehm wäre es auch, wenn die Schüttergebiete in eine Karte eingetragen wären. Das in dem Katalog mit großer Sorgfalt zusammengestellte Material bietet uns, soweit es das betreffende Instrument zuläßt, eine Quelle zur Aufklärung verschiedentlicher noch schwebender Fragen in der Seismologie.

Straßburg, September 1906.

Dr. C. Mainka.

(Eingegangen 3. Oktober 1906.)

Briefkasten.

Über das Zerschlagen alter Glühlampen.

Kürzlich sollte eine ausgebrannte, glatte 50-Kerzenglühbirne zerschlagen werden. Dazu wurde, während man sie an der Fassung in der Hand hielt, mit einer Eisenzange ein Schlag gegen die Glaswand geführt. Die Folge war, daß an der getroffenen Stelle A (in der Figur

vorne) ein zackig begrenztes Loch entstand, von dem strahlenförmig Sprünge nach mehreren Richtungen ausgingen; — gleichzeitig aber sprang an der diametral gegenüber gelegenen Stelle B (in der Figur hinten) ein scharf begrenztes, exakt kreisförmiges Loch von 8 mm Durchmesser aus.

Die Erscheinung läßt sich vermutlich so deuten, daß man es hier bei B mit einem Gegenknotenpunkt der Spannungslinien zu tun habe; auch mag die bei A in das Vakuum einströmende Luft dabei eine Rolle spielen.

Da jedes Institut eine größere Zahl ausgebrannter Glühbirnen besitzen dürfte, wäre das Experiment leicht oft zu wiederholen und es wäre von Interesse zu erfahren, mit welchem Erfolg die Wiederholungen vor sich gingen — und wieviele Glühlampen dem zuliebe zerschlagen wurden.

Wien, Physikalisches Institut, Oktober 1906.

Stefan Meyer.

(Eingegangen 12. November 1906.)

Berichtigungen.

H. Witte, Mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen, diese Zeitschrift 7, 779—786, 1906.

1. Die 6 letzten Zeilen der rechten Spalte von Seite 780 gehören hinter die Übersicht über die denkbaren mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen;

2. Seite 781 links, Zeile 6 v. u., statt $k\frac{pq}{dt}$ lies $k\frac{dq}{dt}$,

ebenda, Zeile 3 v. u., statt Geschwindigkeit q lies Geschwindigkeit $\dot{q}$,

ebenda rechts, Zeile 8 v. o., statt q lies $\dot{q}$;

3. Seite 782 links, Zeile 18 v. u., statt $\dot{q}$, und ebenda rechts, Zeile 8 v. o., statt q lies $\dot{q}$.

Herr Dr. Anschütz-Kaempfe, Kiel, hatte die Liebenswürdigkeit, mich auf einen Schreibfehler in meiner Arbeit in dieser Zeitschrift 7, 535, 1906: Die Verwendbarbeit des Rotationskompasses als Ersatz des magnetischen Kompasses, aufmerksam zu machen:

„In den Gleichungen (2) sind die Vorzeichen im Ausdruck der z-Komponente der Erddrehung zu vertauschen. Dadurch wird der Term $\Theta \cdot o \cdot \omega \sin\varphi$ der Gleichung (4) und folgende positiv anstatt negativ; die Resultate werden indessen hierdurch nicht beeinflußt, da der Term als Konstante bei der Differenzierung verschwindet. Wenn Herr Dr. Anschütz-Kaempfe mir ferner mitteilt, daß derselbe mit den Schlußfolgerungen nicht ganz einverstanden ist, so würde es mich freuen, wenn derselbe in dieser Zeitschrift seine Ansicht näher begründen würde, damit ich zu derselben Stellung nehmen kann."

O. Martienssen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Zum auswärtigen Mitgliede der Akademie der Wissenschaften zu Upsala der Professor der mathematischen Physik Dr. M. Planck in Berlin.

Gestorben: In Zürich der Physiker und Mathematiker Dr. August Weilmann, Professor an der Kantonsschule, in Göttingen der Chemiker Dr. Peter Geib, Assistent am landwirtschaftlich-bakteriologischen Institut, der frühere ord. Professor für Physik an der Universität Rostock Dr. phil. et med. Ludw. Matthiessen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1906. 7. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 1 am 19. Dezember 1906.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlung des Thorium *A*.

Von F. v. Lerch.

Im folgenden soll über einige Versuche referiert werden, die bis in den Herbst 1904 zurückdatieren. Nach der Trennung[1]) des Thorium *B* vom Thorium *A* glaubte ich auf einfache Weise entscheiden zu können, ob das Thorium *A* schwach ionisierende Strahlen aussendet, oder nicht. Die Methode war folgende. Es wurde möglichst genau die Absorption durch verschiedene Schirme für die Strahlung des Th. *B* gemessen und dann für die Strahlung des Th. *A*, das sich mit dem Th. *B*[2]) ins Gleichgewicht gesetzt hat, also die Anzahl von Prozenten bestimmt, die Schirme verschiedener Dicke durchlassen, wenn sie einmal auf abgetrenntes Th. *B* und einmal auf direkt induzierte Körper — mehrere Stunden nach deren Entnahme aus dem das aktivierende Präparat enthaltende Gefäß — gelegt werden.

Ergibt sich kein Unterschied in den beiden Absorptionen, so ist das Th. *A* entweder inaktiv oder sendet Strahlen von gleichem Durchdringungsvermögen aus, wie die beiden aktiven Produkte *B* und *C*, sind die beiden Absorptionen aber verschieden, so muß die Differenz auf die Strahlung des Th. *A* geschoben werden.[3])

Zuerst wurde mit einem Dolezalekschen Elektrometer [Kapaz. d. Quadranten + Versuchskapsel ca. 70 cm; Ausschlag für 1 Volt ca. 260 Teilstriche], dann zur Überprüfung der Resultate mit einem Elektroskop von Günther und Tegetmeyer mit der Elster und Geitelschen Spiegelablesung mit der Lupe gemessen.

Kreisrunde Scheiben (2 cm Durchmesser) aus dünnem *Ni*-Blech wurden durch Eintauchen in eine salzsaure Induktionslösung, oder durch direktes Aussetzen der Thoremanation aktiviert. Zum Induzieren diente ein Radiothorpräparat (0.141 gr), das mir von Herrn Dir. Haitinger in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt war. Es induzierte ca. 10000 mal so stark, wie eine gleiche Gewichtsmenge käufliches Thorium von Kahlbaum.

Die absorbierenden Schirme waren auf den Rahmen aufgespannt, um sie unverändert auf die aktiven *Ni*-Scheiben auflegen und abheben zu können. Für die Absorption war es gleichgültig, ob die obere oder die untere Seite der Scheibe aktiver war. Doch wurden beide möglichst gleich stark aktiviert.

Die Logarithmen der Werte für die freie oder bedeckte Strahlung lagen auf einer Geraden und wurden zu einem Mittel vereinigt, ebenso die Zeiten, an welchen sie beobachtet wurden, so daß man zwei genaue Werte für die bedeckte und freie Strahlung hatte. Mit Hilfe der bekannten Abklingungskonstante wurden endlich beide Punkte auf die gleiche Zeit reduziert. Die Korrektion hatte übrigens nur einen kleinen Wert, da die Punkte von vornherein symmetrisch zu einer Zeit in der Mitte der Versuchsreihe beobachtet wurden, so daß im Mittel für die bedeckten und unbedeckten Werte nur eine kleine zeitliche Differenz herauskam. Statt von jeder einzelnen Beobachtung den Logarithmus zu suchen und dann aus diesem das Mittel zu nehmen, wurde beim Th. *A* + Th. *B* von 10 unmittelbar aufeinanderfolgenden Beobachtungen — sie lagen innerhalb 15 Min. — das Mittel genommen, und von dieser Zahl erst der Logarithmus gesucht. Für die kleine Akti-

1) Wien. Ber. **114**, Abt. IIa, März 1905.

2) Nach neueren Versuchen von O. Hahn [diese Zeitschr. 7, 412, 1906] bildet sich aus dem Th. *B* das schnell abklingende Th. *C*, so daß überall an Stelle von Th. *B* — Th. *B* + Th. *C* zu setzen wäre, Th. *A* + Th. *B* + Th. *C* an Stelle von Th. *A* + Th. *B*. Doch soll das Th. *C* der einfacheren Schreibweise wegen überall weggelassen werden.

3) Bez. der *β*-Strahlung der aktiven Produkte des Thoriums vergl. M. Levin, diese Zeitschr. 7, 513, 1906.

[illegible]itsänderung des Th. A + Th. B während einer Zeit (Halbierungskonstante 10,6 St.) ist erlaubt, statt des Mittels der Logarithmen der Aktivitäten den Logarithmus des Mittels der Aktivitäten zu nehmen. Ebenso wurde beim Th. B verfahren und die einzelnen aufeinanderfolgenden Beobachtungen zu einem Mittel vereinigt, wenn sie innerhalb 5 Min. lagen. Von jeder Kurve – für freie und bedeckte Strahlung – wurden 20, 30 und mehr untereinander gleichwertige Punkte bestimmt, aus denen auf die oben beschriebene Weise das Mittel genommen wurde. Da sich aus der Differenz die Absorption ergibt, ist jede der unten mitgeteilten Zahlen aus 40 und mehr Beobachtungen berechnet.

In den Tabellen bedeuten die in der Vertikalreihe unter Th. A + Th. B resp. Th. B stehenden Zahlen die durchgelassenen Prozente der Strahlung, wenn sie mit den in der ersten Vertikalreihe stehenden Schirmen bedeckt werden.

Al 3 = 3 Schichten *Al*. 1 Schicht hatte die Dicke $2{,}1 \cdot 10^{-4}$ cm; *Al* 1 *a*, *Al* 1 *b*, *Al* 1 *c* sind verschiedene ungefähr gleich dicke *Al*-Folien.

Messungen mit dem Elektrometer.

	Th. A + Th. B			Th. B	
Al 1 *a*	80,1 80,1 80,6	80,27	<	81,13	81,7 81,7 80,0
Al 1 *b*		84,8	<	85,1	
Al 1 *c*		84,8	<	85,6	
Al 3	76,2 76,5	76,35	>	72,65	72,4 72,9
Al 4		60,3	>	60,0	
Al 4	56,46 56,4	56,43		56,9	57,3 56,5
Al 6	44,0 44,3	44,15	>	43,57	42,8 44,1 43,8
Glimmer	74,4 74,8	74,6	<	76,6	77,9 75,3
"		68,6	<	71,6	
"		57,5	<	58,0	

Messungen mit dem Elektroskop.

	Th. A + B			Th. B	
Al 1	[illegible] [illegible] [illegible] 76,3	76,30	<	76,93	77,0 76,6 77,7 76,5 77,0 76,8
Al 2	63,4 62,7	63,05	<	64,07	64,1 64,0 64,1
Al 2	63,7 64	63,85	<	64,40	64,4 64,4
Al 3		55,1	>	53,6	
Al 4	54,9 55,6 54,1	54,87	>	53,07	52,9 53,2 53,1
Al 6	27,1 27,6	27,35	>	27,15	26,8 27,5
Al 6		29,4	>	28,6	
Al 11	18,1 18,2 18,2	18,17	>	17,25	17,1 17,4

Wie beide Tabellen deutlich zeigen[2]), wird durch dünne *Al*-Schichten die Strahlung des Th. $A + B$ stärker reduziert, wie die Strahlung des Th. B. Das Th. A sendet also Strahlen aus, die leichter absorbiert werden, wie die α-Strahlen des Th. B. Bei direkteren Schichten kehrt sich der Effekt um. Durch dickere *Al*-Schichten wird die Strahlung des Th. B mehr absorbiert, wie die des Th. $A + B$, das Th. A sendet also auch durchdringendere Strahlen aus wie die absorbierten α-Strahlen des Th. B. Der durchdringendere Teil muß den größeren Betrag der Gesamtstrahlung des Th. A ausmachen, sonst könnte sich der Effekt nicht umkehren.

Es liegt hier sicher eine β-Strahlung vor, denn das Th. A müßte stark aktiv sein, falls seine Strahlung eine α-Strahlung wäre, da die Anzahl der losgeschleuderten α-Partikel nach der Rutherfordschen Theorie gegeben ist und ein α-Partikel von einem so beträchtlichen Durchdringungsvermögen kräftig ionisieren würde. Das gute Übereinstimmen zwischen Experiment und Theorie[1]), die das Th. A inaktiv ansetzt, zeigt aber, daß das Th. A nur schwach ionisierende Strahlen aussenden kann.

Bei den hier mitgeteilten Versuchen sind die Effekte stark bedeckt durch die kräftig ionisierenden α-Strahlen. Es war daher zu erwarten, daß sich der durchdringendere Teil der Strahlen des Th. A leicht außerhalb des Bereiches der α-Strahlen (8,6 cm nach O. Hahn) nachweisen ließe. Zu diesen Versuchen diente ein Apparat von nebenstehender Gestalt.

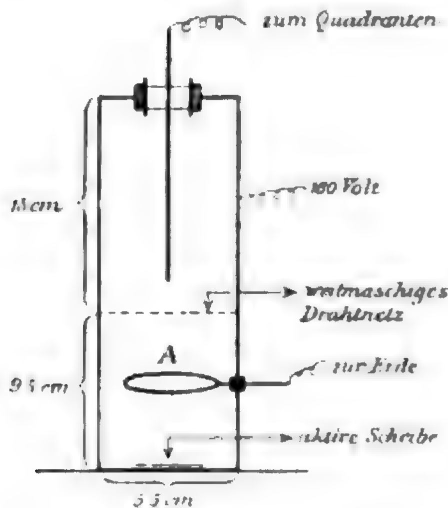
Der Drahtring A leitete die durch die α-Strahlen erzeugten Ionen ab, um ein störendes Hinaufdiffundieren in den oberen Meßraum zu verhindern.

Die auf dem Boden liegende *Ni*-Scheibe konnte wieder mit einem *Al*-Schirm bedeckt werden. War die *Ni*-Scheibe durch Eintauchen

1) l. c.

2) Die einzige Ausnahme bilden die mit dem Elektrometer gemessenen Zahlen für die Absorption mit dem *Al* 4a Schirm. Doch soll die kleine Differenz auf Versuchsfehler geschoben werden. Die mit dem Elektroskop gemessenen Zahlen zeigen sämtlich den erwarteten Gang.

1) Miß H. Brooks, Phil. Mag. Sept. 1904.



in eine salzsaure Induktionslösung aktiviert, so ergab sich das überraschende Resultat, daß die im oberen Versuchsraum gemessene β-Strahlung eher etwas zunahm, wenn ein ca. $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicker *Al*-Schirm auf das Th. *B* gelegt wurde.

Eine Wiederholung des Versuches ergab das gleiche, bei einer zweiten hatte sich auf dem *Ni*-Blech kein reines Th. *B* niedergeschlagen, wie das langsamere Abklingen zeigte. Die Ursache dürfte eine Sekundärstrahlung sein. Die durch den *Al*-Schirm absorbierten steifen β-Strahlen ionisieren nicht so stark, wie die durch ihre Absorption entstehenden weicheren Sekundärstrahlen, die immerhin weiter wie 9,5 cm vordringen.

[Vielleicht könnte man die zuerst mitgeteilten Versuche durch eine homogene β-Strahlung des Th. *A* von größerem Durchdringungsvermögen, wie die α-Strahlen des Th. *B* resp. Th. *C* erklären, wenn man eine Störung durch Sekundärstrahlen, wie die vorhin beobachtete, annimmt. Die durch Absorption der Strahlen des Th. *A* in dünnen Schichten erzeugten weichen Sekundärstrahlen könnten stärker ionisieren, wie die absorbierten durchdringenderen Strahlen selbst, so daß die Gesamtabsorption zu klein ausfällt. Bei Absorption in dickeren Schichten sind die erzeugten Sekundärstrahlen zu durchdringend, um eine derartige Störung bewirken zu können. Doch soll diese Erklärung der andern einfacheren nicht vorgezogen werden.]

Wird dagegen das Th. *A* + Th. *B* mit dem $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicken *Al*-Schirm bedeckt, so ergibt sich eine sehr deutliche Abnahme der Ionisation im oberen Meßraum. Die Strahlung des Th. *A* ist also im Vergleich zur β-Strahlung des Th. *B* eine sehr leicht absorbierbare.

Durchgelassene Prozente der β-Strahlung beim Bedecken mit einem $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicken *Al*-Schirm. (Gemessen außerhalb der α-Strahlen.)

Th. *A* + Th. *B*	Th. *B*
95,2	102,3
94,2	102,7
	98,8

Ähnliche Versuche wurden auch für Radiuminduktionen angestellt. Bei den Absorptionsmessungen für Ra. *B* + Ra. *C* und für elektrolytisch abgetrenntes Ra. *C* zeigt sich ebenso wie für Thoriuminduktionen, daß durch dünne Schirme die Strahlung des Ra. *B* + Ra. *C* mehr reduziert wird, wie die Strahlung des Ra. *C* und daß sich bei dickeren Schirmen der Effekt umkehrt. Das Ra. *B* besitzt also eine dem Th. *A* analoge Strahlung. Doch wurden diese Versuche nicht weiter ausgedehnt, da inzwischen von H. W. Schmidt[1]) und L. Bronson[2]) eine Strahlung für das Ra. *B* gefunden wurde.

Zusammenfassung der Resultate.

Durch Bedecken mit dünnen *Al*-Schichten [$2,1 \cdot 10^{-4}$ cm] wird die Strahlung des Th. *A* + Th. *B* mehr reduziert, wie die Strahlung des Th. *B*. Durch dickere *Al*-Schichten wird hingegen die Strahlung des Th. *B* mehr geschwächt wie die des Th. *A* + Th. *B*.

Untersucht man die Ionisation außerhalb des Bereiches der α-Strahlen, so ergibt sich beim Bedecken des Th. *A* + Th. *B* mit einem ca. $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicken *Al*-Schirm eine deutliche Abnahme der Strahlung, während beim Bedecken von Th. *B* mit dem gleichen Schirm eher eine kleine Zunahme der Ionisation erfolgt.

Das Th. *A* sendet somit eine Strahlung aus, die zum Teil weniger durchdringend, zum größten Teil aber durchdringender ist, wie die α-Strahlen des im Th. *B* resp. Th. *C*.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
2) L. Bronson, Phil. Mag. July 1906.

Wien II. phys. Inst. d. Universität.

(Eingegangen 15. November 1906.)

Notiz über die Erzeugung von Radium aus Aktinium.

Von Bertram B. Boltwood.

Seitens einer Reihe verschiedener Forscher ist der Versuch gemacht worden, die Zunahme des Radiums in Lösungen von Uran experimentell nachzuweisen. Diese Versuche haben zwar ziemlich weit auseinander gehende Ergebnisse geliefert, indessen haben sie doch dazu gedient, den bündigen Beweis dafür zu erbringen, daß die Menge Radium, welche in einer gegebenen Zeit aus einer bekannten Gewichtsmenge Uran gebildet wird, daß

diese Menge sehr viel kleiner ist, als man nach der Zerfalltheorie erwarten sollte, sofern das Radium ein unmittelbares Produkt des Uraniums wäre. So hat Soddy[1]) festgestellt, daß die Radiummenge, die sich in einem käuflichen Uransalz im Verlaufe eines Zeitraumes von 18 Monaten bildete, nur ein Fünfhundertstel der Menge betrug, die nach der Theorie zu erwarten gewesen wäre. Andererseits hat Verfasser) nachgewiesen, daß in einem gereinigten Uransalze die Menge Radium, welche sich in 390 Tagen bildete, nicht mehr als ein Sechszehnhundertstel der von der Theorie geforderten Menge betragen kann.

Die Konstanz der Verhältnisse zwischen den Mengen von Uran und von Radium, die sich in den natürlichen Mineralien finden, diese Konstanz ist indessen ein überzeugender Beweis für das enge gegenseitige Verwandtschaftsverhältnis dieser Elemente. Von der Annahme ausgehend, daß das Radium ein Zerfallsprodukt des Urans ist, muß man notwendig zeigen, daß zwischen beiden irgendein Zwischenprodukt mit verhältnismäßig langsamer Umwandlungsgeschwindigkeit besteht. Bei der Suche nach einem solchen Zwischenprodukt ist die Annahme, daß das Aktinium dieses Produkt sei, nach und nach bekräftigt worden. Es ist eine beträchtliche Menge experimenteller Daten gesammelt worden, und alle diese Daten führen zu dem Schlusse, daß die in einem Mineral vorkommende Menge von Aktinium der vorhandenen Uranmenge direkt proportional ist, und daß demgemäß das Aktinium ein Produkt des Urans ist. Ich habe daher den folgenden Versuch unternommen, um die Stellung des Aktiniums dem Radium gegenüber nachzuweisen.

Ich behandelte ein Kilogramm Carnotiterz, welches ungefähr zwanzig Prozent Uran enthielt, mit einem Überschuß von verdünnter Salzsäure und trennte den unlöslichen Teil von der Lösung. Darauf schied ich die durch Schwefelwasserstoff niedergeschlagenen Sulfide ab. Zu der so erhaltenen Lösung setzte ich etwa ein halbes Gramm Thoriumnitrat und darnach eine Lösung von mehreren Gramm Oxalsäure. Der leichte Niederschlag, welcher sich nach mehrtägigem Stehenlassen der Mischung gebildet hatte, wurde vollständig entfernt; dann wandelte ich die Oxalate in Nitrate um und schlug die Nitrate wiederum durch Oxalsäure aus verdünnter Lösung nieder. Durch eine Reihe anderer Versuche habe ich gefunden, daß man auf diese Weise praktisch das gesamte in einem Mineral enthaltene Aktinium abscheiden kann.

1) Nature 71, 294. 1904; Phil. Mag. (6) 9, 768, 1905.
2) Sill. Journ. 20, 239. 1905.

Die aus dem zweiten Niederschlag gewonnenen Oxalate führte ich in Chloride über; die verdünnte Lösung der Chloride schmolz ich dann in eine Glasröhre ein. Nach ungefähr 2 Monaten, am 25. April dieses Jahres, kochte ich die Gase und die Emanation, welche sich in der Röhre angesammelt hatten, aus, ließ sie darauf einige Zeit stehen, und führte sie dann in ein geeichtes Elektroskop ein. Die vorhandene Menge Radiumemanation entsprach der Anwesenheit von $5{,}7 \times 10^{-9}$ Gramm Radium in der Lösung des Aktiniums. Ich schmolz nun die Röhre wieder zu und ließ sie unberührt bis zum 4. November stehen. An diesem Tage kochte ich wiederum die Emanation und die Gase aus und untersuchte sie aufs neue. Die Menge Radiumemanation, die ich jetzt fand, entsprach der Anwesenheit von $14{,}2 \times 10^{-9}$ Gramm Radium, ein Zeichen dafür, daß sich während des Zeitraumes von 193 Tagen in der Lösung eine Radiummenge gleich $8{,}5 \times 10^{-9}$ Gramm gebildet hatte. Das entspricht der Bildung von ungefähr $1{,}6 \times 10^{-8}$ Gramm Radium in einem Jahr. Die Radiummenge, welche mit 200 Gramm Uran (der ungefähren in dem zur Verwendung gelangten Mineral vorhandenen Uranmenge) im Gleichgewicht stehen würde, beträgt $7{,}6 \times 10^{-5}$ Gramm.[1]) Nimmt man an, daß die gesamte in dem Mineral vorhandene Aktiniummenge durch die oben beschriebene Behandlung abgeschieden worden ist, so läßt sich aus den vorstehenden Zahlen der Wert von λ für Radium berechnen; er ergibt sich zu $2{,}1 \times 10^{-4}$ (Jahr)$^{-1}$. Darnach ergibt sich der Zeitraum, welcher erforderlich ist, damit die Aktivität des Radiums auf die Hälfte ihres Anfangswertes abfällt, zu ungefähr 3300 Jahren, und dieser Wert ist von derselben Größenordnung wie der nach der jüngsten Schätzung von Rutherford angegebene.[2])

Es ist somit eine kräftige Stütze für die Annahme gewonnen worden, daß das Aktinium das Übergangsprodukt des Zerfallsprozesses zwischen Uran und Radium ist.

Ich will die ganze Versuchsreihe von Anfang an wiederholen, und zwar unter Beobachtung besonderer Vorsichtsmaßregeln, um einen genaueren Wert für die verschiedenen Konstanten zu erhalten.

1) Rutherford und Boltwood, Sill. Journ. 22, 1, 1906.
2) 2600 Jahre; s. Phil. Mag. (6) 12, 367, 1906.

Sloane Laboratory of Yale University, New Haven, Conn. 5. Nov. 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. November 1906.)

Die Absorption der α-Strahlen von Radiotellur (Radium F) in Metallen.

Von Edgar Meyer.

Einleitung. Gehen von einer Radiotellurplatte[1]) (Radium F), die sich in Luft befindet, ein Bündel möglichst paralleler α-Strahlen aus, so wird die Luft vor der Platte ionisiert. Bragg[2]) hat gezeigt, daß die Ionisation, die durch ein einzelnes α-Partikelchen hervorgerufen wird, mit der Entfernung von der Strahlungsquelle bis nahe zu seiner Reichweite hin ansteigt, während etwas weiter die Ionisation plötzlich sehr stark abfällt. Bragg zeigte, daß diese Ionisation, die durch das α-Partikelchen in einer Entfernung r cm vom Ende seiner Bahn erzeugt wird, umgekehrt proportional mit $\sqrt{r+c}$ verläuft, wo cc eine Konstante $= 1,33$ ist. Rutherford[3]) wies andererseits nach, daß die Geschwindigkeit eines α-Partikels in einer Entfernung r cm, vom Ende seiner Bahn an gerechnet, direkt proportional mit $\sqrt{r+d}$ ist, worin d eine Konstante bedeutet, deren Wert Rutherford zu 1,25 bestimmte. Die Übereinstimmung dieser beiden Ausdrücke zeigt, daß die Ionisation, die in einem Volumelement der Luft durch ein α-Partikel hervorgerufen wird, umgekehrt proportional zu seiner Geschwindigkeit ist.[4]) Diese Überlegung Rutherfords ist in Übereinstimmung mit der Ansicht Braggs, daß der Verlust an Energie eines α-Teilchens bei der Ionisation in jedem Punkte umgekehrt proportional seiner Bewegungsenergie ist.

Nimmt man nun an, daß Absorption und Ionisation einander proportional sind, so ergibt sich, daß auch die Absorption umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des α-Partikels sein muß.

Ich habe nun vorausgesetzt, daß dieselben Verhältnisse, wie sie sich bei Luft finden, auch in anderen Körpern[5]) vorhanden sind, z. B. in den Metallen. Bestimmt man also die Absorption einer Metallschicht als Funktion der Geschwindigkeit der α-Partikel, oder was auf dasselbe hinauskommt, als Funktion der Entfernung von der Strahlungsquelle, so müssen diese Zahlen genügen, um die Absorption von beliebig vielen Schichten desselben Metalls zu berechnen, ja man muß auch die Absorption dieser Schichten als Funktion ihrer Entfernung vom Präparat berechnen können. Hat man ferner 2 verschiedene Metallschichten im Strahlengange, so muß man aus der gemessenen Absorption für die einzelnen Metalle (wieder als Funktion des Abstandes von der Ursprungsstelle der Strahlen) berechnen können, wieviel die beiden Metallschichten, zusammen in den Strahlengang gebracht, absorbieren, und wie sich diese Absorption mit der Entfernung von der Strahlenquelle ändert.

1) Radiotellur sendet bekanntlich nur α-Strahlen aus.
2) Bragg, Phil. Mag. Nov. 1905.
3) Rutherford, Phil. Mag. Aug. 1906.
4) Rutherford, Phil. Mag. Okt. 1906.
5) Rutherford hat l. c. den Geschwindigkeitsverlust, den die α-Strahlen in einer dünnen Glimmerplatte erleiden, direkt gemessen.

Es ist nun eine bekannte Tatsache[1]), daß die Absorption von 2 Metallschichten verschieden ausfällt, je nachdem z. B. die Strahlen in Richtung Aluminium → Stanniol oder Stanniol → Aluminium verlaufen. Frau Curie, l. c., schrieb den Schirmen eine transformierende Wirkung zu, Rutherford[2]) nahm früher an, daß an der Hinterseite der ersten Metallschicht Sekundärstrahlen erzeugt würden, die nun stärker in der 2. Schicht verschluckt werden, und daß die Menge dieser Sekundärstrahlen mit dem Metall sich ändert. Eine Stütze für diese Hypothese war auch die Erscheinung, daß bei Anwendung desselben Metalls eine zweite Schicht mehr absorbiert als die erste.

Kučera und Mašek[3]) glauben alle diese Erscheinungen erklären zu können, indem sie annehmen, daß die α-Strahlen beim Durchgange durch eine Metallschicht diffus zerstreut werden, und daß die Größe dieser Zerstreuung mit dem Atomgewichte der Metalle wächst.

Macht man nun die oben erwähnte Voraussetzung, so läßt sich die gleichzeitige Absorption von verschiedenen Metallen berechnen, gleichgültig, ob die Strahlen in Richtung z. B. Stanniol → Aluminium oder Aluminium → Stanniol verlaufen. Es ist daher ebensowenig notwendig, Sekundärstrahlen bei diesem Vorgange anzunehmen, als auch diffuse Zerstreuung in den Metallen.

Versuchsanordnung. Zur Bestimmung der Absorption wurde die elektrische Methode angewandt. Die Versuchsanordnung war folgende (vgl. Fig. 1). R ist eine Kupferscheibe, auf der sich der Radiotellurbelag (Radium F) befindet. Sie hat einen Durchmesser von 4 cm und ist auf einem kleinen Schlitten befestigt, der durch einen Zahnradtrieb bewegt werden kann. Dicht vor dem Präparat ist die von Bragg und Kleeman[4]) angegebene Blende B angebracht. Sie besteht aus einer Messingplatte von 2 mm Dicke und 5 cm Durchmesser. In der Mitte befindet sich ein Loch, in das ein Messingrohr von 10 mm Länge und 19 mm innerem Durchmesser eingelötet ist. Dieses Messingrohr ist ganz ausgefüllt mit kleinen achsenparallelen Röhrchen aus dünnem Kupfer-

1) z. B. S. Curie, „Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen" übers. von Kaufmann; Kučera und Mašek, diese Zeitschr. 7, 650, 1906.
2) Rutherford in seinem Buch „Radioactivity".
3) Kučera und Mašek, Phys. Zeitschr. 7, 653, 1906.
4) Bragg und Kleemann, Phil. Mag. 8, 726, 1904.

blech (Schablonenblech), die eine Länge von 10 mm, einen inneren Durchmesser von 1,8 mm besitzen. Man bekommt durch diese Blende Strahlen, deren Winkel mit der Normalen der Platte höchstens etwa 10° beträgt. Das bedeutet, daß z. B. in eine beliebige Ebene parallel *R* α-Strahlen gelangen, deren durchlaufene Wege sich höchstens um 2 Proz. unterscheiden.

Die aus der Röhrenblende austretende Strahlung gelangt in den Zylinderkondensator *C*. Dieser besteht aus einem Messingrohr von 5 cm Länge und 2,6 cm innerer Weite. Konaxial ragt in dieses Rohr ein gut isolierter Metall-

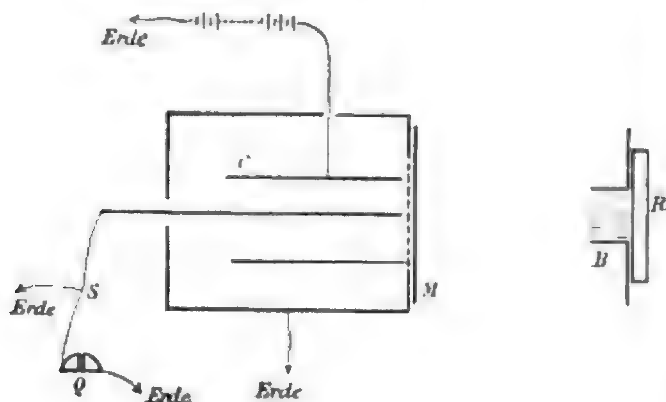


Fig. 1.

draht von 3,5 mm Dicke, der die innere Elektrode des Kondensators darstellt. Das Messingrohr wird mit einer kleinen Hochspannungsbatterie auf 136 Volt geladen, die innere Elektrode ist mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekschen Elektrometers *Q* verbunden, dessen anderes Quadrantenpaar an Erde liegt. Die Elektrometernadel hat eine Hilfsladung von 68 Volt, was einer Empfindlichkeit von etwa 536 mm pro Volt bei 1,5 m Skalenabstand ergibt. Bei *S* liegt an der Leitung zum Elektrometer noch ein Erdkontakt. Zur Zeit $t = 0$ wird dieser Kontakt aufgehoben und dann die Zeit gemessen, in der das Elektrometer einen bestimmten Ausschlag ergibt. Bei dieser Anordnung ist dann diese Zeit umgekehrt proportional der Ionisation im Kondensator. Für gute Isolation und Vorhandensein von Sättigungsstrom im Kondensator war gesorgt. Der ganze Kondensator *C* steht in einem zur Erde abgeleiteten Kasten aus Weißblech, der an der vorderen Wand ein engmaschiges Drahtnetz trägt. *C* wird mit seinem vorderen Rand möglichst dicht an das Drahtnetz herangeschoben. Auf der anderen Seite bei *M* können die absorbierenden Metallschichten, die auf einen Messingrahmen aufgeklebt sind, in den Strahlengang hineingebracht und daraus entfernt werden. Es wurde dafür gesorgt, daß die Metallschichten möglichst dicht an dem Drahtnetz waren. Gemessen wurde einmal die Zeit, in der sich das Elektrometer bis zu einem bestimmten Ausschlage auflud, wenn die Metallschicht sich im Strahlengange befand, dann das gleiche, wenn die Schicht entfernt war. Aus den beiden Zeiten ergibt sich dann die prozentische Absorption.

Versuchsergebnisse. Mit der beschriebenen Versuchsanordnung wurde nun zuerst die Absorption einer dünnen Aluminiumschicht (Dicke ungefähr 0,0035 mm, spez. Gewicht für *Al* zu 2,66 angenommen) als Funktion ihres Abstandes *MR* vom Präparat bestimmt. Es ergaben sich folgende Werte:

Tabelle 1.

Entfernung *MR*	prozentische Absorption
1,35 cm	26,7 Proz.
1,55 „	35,9 „
1,75 „	44,8 „
1,95 „	55,7 „
2,15 „	65,5 „
2,35 „	78,2 „
2,55 „	85,7 „
3,15 „	43,4 „
3,35 „	7,3 „
3,55 „	2,4 „
3,75 „	0,0 „

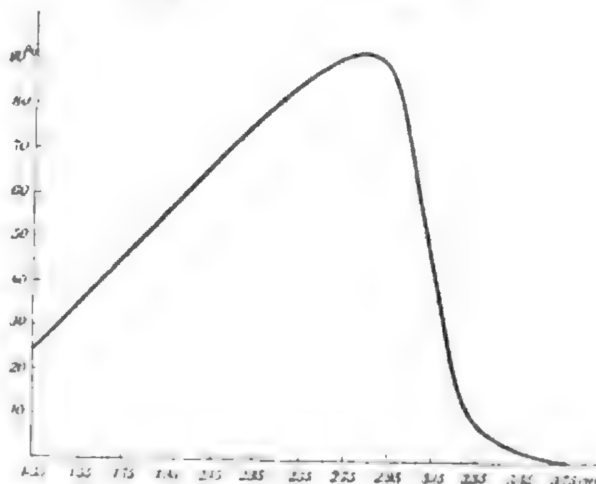


Fig. 2.

Graphisch dargestellt sind die Zahlen dieser Tabelle in Fig. 2. Man ersieht aus der Fig. 2 daß die Absorption der *Al*-Schicht mit ihrer Entfernung von dem Präparat bis zu einem Maximum wächst, um dann plötzlich auf Null zu sinken. Das ist aber nicht etwa so zu denken, daß in größerer Entfernung die Absorption wieder kleiner wird. Hätte man vollkommen parallele Strahlen, so wäre der absteigende Ast der Kurve überhaupt nicht vorhanden. Es liegen hier dieselben Verhältnisse vor wie bei Bragg und Kleeman, l. c. und bei Kučera und Mašek, l. c., die auch ein um so flacheres Maximum für die Ionisation der Luft erhalten, je weniger parallel ihre Strahlen sind.

Mißt man die Ionisation im Meßkondensator, ohne daß eine *Al*-Schicht im Strahlengang eingeschaltet ist, wieder als Funktion der Entfernung *MR*, so erhält man Tabelle 2.

Tabelle 2.

Entfernung *MR*	Zeiten
1,35 cm	30,2 Sek.
1,55 „	31,8 „
1,75 „	33,8 „
1,95 „	38,6 „
2,15 „	43,6 „
2,35 „	55,2 „
2,55 „	69,4 „
2,75 „	107,0 „
2,95 „	179,8 „
3,15 „	369,8 „

An Stelle der Ionisation sind die Zeiten angegeben, in denen sich das Elektrometer bis zu einem bestimmten Ausschlage aufladet. Diese Zahlen sind umgekehrt proportional der Ionisation. Graphisch dargestellt sind diese Zahlen in Figur 3.

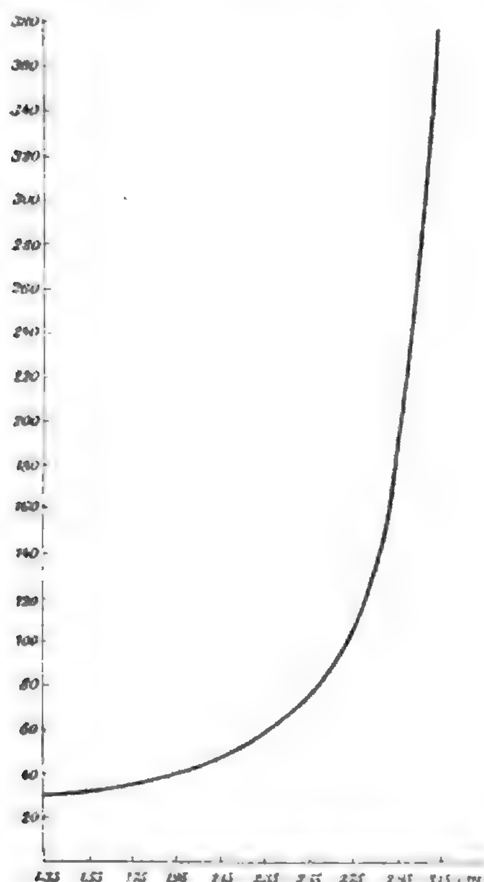


Fig. 3.

Aus diesen Zahlen kann man ersehen, welche Ionisation die verschiedenen Strahlen hervorrufen, die verschiedene Wege in Luft durchlaufen haben. Findet man also bei einer bestimmten Einstellung des Präparats die Zeit 38,6 Sek., so weiß man, daß dann die Strahlen vom Präparat an bis zur Stelle *M* 1,95 cm in Luft zurückgelegt haben. Aus der Fig. 2 ersieht man aber, daß Strahlen, die einen Weg von 1,95 cm zurückgelegt haben, in einer *Al*-Schicht von 0,0035 mm Dicke mit 55,7 Proz. absorbiert werden. Damit kann man aber auf folgende Weise die Absorption von 2 *Al*-Schichten von der doppelten Dicke berechnen.

Bringt man z. B. in die Entfernung *MR* = 1,75 cm eine *Al*-Schicht, so absorbiert nach Tabelle 1 diese Schicht 44,8 Proz. Die Strahlen, die durch diese Schicht hindurch gelangen, haben an Geschwindigkeit einen gewissen Betrag verloren, werden also in einer zweiten Schicht stärker absorbiert. Wie groß diese Absorption ist, ergibt sich wie folgt. Die hindurchgegangenen Strahlen bringen im Kondensator eine Ionisation hervor, die umgekehrt proportional 61,2 ist (nach Tabelle 1). Derartige Strahlen sind aber nach Figur 3 solchen Strahlen äquivalent, die eine Luftstrecke von 2,45 cm durchdrungen haben, also nach Figur 2 in einer der ersten gleichen *Al*-Schicht mit 81,5 Proz. absorbiert werden.

Die gesamte Absorption beider Schichten berechnet sich also zu:

$$100 - \frac{(100-44{,}8)\,(100-81{,}5)}{100} = 89{,}8 \text{ Proz.},$$

während bei einem angestellten Versuche 89,0 Proz. gefunden wurde.

In der folgenden Tabelle 3 ist in der 2. Kolumne die Absorption von 2 ungefähr gleich dicken *Al*-Schichten (dieselbe Dicke wie das *Al* aus Tabelle 1) bei verschiedenen Entfernungen vom Präparat angegeben. Die 3. Kolumne enthält die Absorptionen, wie sie sich nach dem auseinandergesetzten Verfahren berechnen.

Tabelle 3.

Entfernung *MR*	prozentische Absorption gemessen	prozentische Absorption berechnet
1,35 cm	71,1 Proz.	71,6 Proz.
1,55 „	81,3 „	83,1 „
1,75 „	89,0 „	89,8 „

Die Übereinstimmung ist eine gute.

In der folgenden Tabelle 4 ist eine Beobachtungsreihe für ein Stanniolblatt angegeben.

Tabelle 4.

Entfernung *MR*	Zeit ohne	Zeit mit *Sn*	prozentische Absorption
1,35 cm	28",8	33",8	14,8 Proz.
1,55 „	31",8	36",0	11,7 „
1,75 „	34",6	41",4	16,4 „
1,95 „	37",8	49",4	23,5 „
2,15 „	44",2	60",2	26,6 „
2,35 „	55",2	88",6	37,7 „
2,55 „	71",0	139",4	49,1 „

Tabelle 5.

Entfernung *MR*	Zeit		prozentische Absorption	
	ohne	mit 2 *Sn*	gemessen	berechnet
1,35 cm	30",2	39",0	22,6 Proz.	27,6 Proz.
1,55 „	32",8	44",8	26,8 „	28,0 „
1,75 „	34",2	53",8	36,4 „	38,1 „
1,95 „	37",8	67",6	44,1 „	49,1 „
2,15 „	44",6	103",4	56,9 „	58,0 „

In Tabelle 5 ist die entsprechende Beobachtungsreihe für 2 Stanniolblätter angegeben. In der 5. Kolumne sind die aus der Tabelle 4 berechneten Werte für 2 Blätter eingetragen, die, wie man sieht, in guter Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten sind. Die berechneten Werte sind durchgehend etwas zu groß. Das hat wohl darin seinen Grund, daß das 2. Stanniolblatt etwas dünner ist als das erste, aus dem berechnet wird (0,0012 mm und 0,0013 mm, unter der Annahme eines spez. Gewichtes von Zinn = 7,3).

Genau nach derselben Methode kann man aus der Tabelle 1 und 2 für *Al*, sowie aus Tabelle 4 für *Sn* die Absorption berechnen, einmal wenn die Strahlen in der Richtung *Al* → *Sn*, dann wenn sie in der Richtung *Sn* → *Al* verlaufen. Die Resultate sind in den folgenden beiden Tabellen angegeben.

Tabelle 6.

Richtung der Strahlen *Al* → *Sn*.

Entfernung *MR*	Zeit		prozentische Absorption	
	ohne	mit Schicht	gemessen	berechnet
1,35 cm	29",8	52",4	43,1 Proz.	45,0 Proz.
1,55 „	32",2	65",8	51,1 „	57,4 „
1,75 „	35",2	96",6	63,6 „	68,3 „

Tabelle 7.

Richtung der Strahlen *Sn* → *Al*.

Entfernung *MR*	Zeit		prozentische Absorption	
	ohne	mit Schicht	gemessen	berechnet
1,35 cm	28",0	57",6	51,4 Proz.	51,4 Proz.
1,55 „	30",6	75",6	59,5 „	56,3 „
1,75 „	35",8	114",2	68,7 „	67,8 „
1,95 „	38",6	203",0	81,0 „	79,0 „
2,15 „	44",2	350",4	87,4 „	86,8 „

Die berechneten Werte für die Anordnung *Al* → *Sn* sind durchgehend zu hoch, was wieder daran lag, daß das verwandte Stanniolblatt dünner war, als das bei den Messungen der Tabelle 4 verwandte. Die Übereinstimmung in Tabelle 7 ist gut.

Aus diesen Versuchen ergibt sich noch folgendes. Berechnet man sich die Strecke, um die man die Radiotellurplatte vom Kondensator wegrücken muß, um dieselbe Ionisation zu erhalten, wie bei einer näheren Entfernung mit eingeschaltetem *Al*-Blatt, so ergibt sich:

Tabelle 8.

Entfernung *MR*	Verschiebung der Platte
1,35 cm	0,70 cm
1,55 „	0,72 „
1,75 „	0,69 „
1,95 „	0,71 „
	Mittel 0,71 [1])

Diese Verschiebung von etwa 0,71 cm, die die Dicke einer Luftschicht darstellt, die gleiche Absorption wie die *Al*-Schicht zeigt, ist unabhängig von der Entfernung vom Präparat, ein Resultat, das sich auch aus den in der Einleitung gegebenen Anschauungen von Bragg und Rutherford ergibt.

Zieht man diese 0,71 cm zu der Lage des Maximums in Figur 2 hinzu, so müßte man die Reichweite der α-Strahlen in Luft erhalten. Es ist aber klar, daß die auf einem solchen Umwege erhaltene Zahl keinen Anspruch auf Genauigkeit machen kann. Hierzu kommt, daß das Maximum zu flach ist und daß die Bestimmung der sehr großen Absorptionen zu ungenau wird (aus dem letzten Grunde sind auch in der Tabelle 1 die Absorptionen zwischen 2,55 cm und 3,15 cm nicht gemessen).

Zum Schlusse sei noch bemerkt, daß man einen Teil meiner Resultate auch aus den Kurven durch Integration finden kann, die Kučera und Mašek, l. c., in ihrer Arbeit geben.

Zusammenfassung. Es ist nicht notwendig, bei der Erklärung der Absorption der α-Strahlen in Metallschichten eine Sekundärstrahlung oder eine diffuse Zerstreuung in den Metallen anzunehmen, sondern es ist möglich auf Grund der Annahme, daß Absorption und Ionisation einander proportional sind[2]), die Absorption von α-Strahlen des Radiotellurs (Radium *F*) in mehreren aufeinandergelegten Metallschichten zu berechnen, wenn man die Absorption der einzelnen Metallschichten kennt.

1) Kučera und Mašek finden, l. c. S. 631, für diese Zahl 6,97 mm, wenn sie das *Al*-Blatt direkt auf das Präparat auflegen (bei einer Dicke der *Al*-Schicht von ungefähr 0,00388 mm).

2) Daß diese Annahme berechtigt ist, ergibt sich auch aus dem folgenden. Kombiniert man die Kurve der Absorption (Fig. 2) mit einer Kurve, die die Ionisation als Funktion der Entfernung vom Präparat darstellt (z. B. Levin, diese Zeitschr. 7, 520, 1906, aus Fig. 2 die Kurve o), und stellt nun, nachdem man den beiden Maximis dieselbe Abszisse gegeben hat, die Absorption als Funktion der Ionisation dar, so erhält man eine gerade Linie.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität. Oktober 1906.

(Eingegangen 3. November 1906.)

Über die Radioaktivität des Regens.[1]

Von G. Costanzo und C. Negro.

Im Verfolg unserer Untersuchungen über die Radioaktivität der atmosphärischen Niederschläge in Bologna[2]) erscheint es uns zweckmäßig, bereits jetzt einen Bericht über die Beobachtungen zu erstatten, welche wir im Laufe des letzten meteorologischen Frühlings (März bis Mai) haben machen können.

Wir haben die Niederschläge unmittelbar in der Weise gesammelt, daß wir in freier Luft einen kreisringförmigen Behälter aufstellten und diesen dann in den Zylinder einschlossen, welcher den Zerstreuungskörper des Apparates von Elster und Geitel umgibt. Dieses Verfahren ist also das gleiche, welches wir bereits im vergangenen Winter (1905—1906) angewendet haben.[3]) Zum Teil haben wir auch das im Regenmesser angesammelte Wasser benutzt. Wir stellten die üblichen Beobachtungen an, welche unmittelbar die verschiedenen Weisen betreffen, in denen die Niederschläge niedergingen. Außerdem aber haben wir auch die begleitenden meteorologischen Verhältnisse berücksichtigt, besonders den Barometerdruck, die Richtung der tieferen und der höheren Windströmung, und die Temperatur gemäß den im Observatorium des St. Ludwigs-Gymnasiums gemachten Aufzeichnungen. Wir haben sämtliche Regenfälle der Beobachtung unterworfen, welche im Laufe der Zeit nach und nach erfolgt sind. Wir hatten nun bei unseren Beobachtungen über die Schneefälle Gelegenheit gehabt, festzustellen, daß, unter dem Gesichtspunkt der Radioaktivität betrachtet, solche Schneefälle besonderes Interesse boten, welche unter außergewöhnlichen Verhältnissen — hauptsächlich unter außergewöhnlichen Windverhältnissen — auftraten. Wir erwarteten deshalb, daß etwas Ähnliches für die Regenfälle zutreffen würde, und richteten demgemäß unsere Aufmerksamkeit besonders auf solche Regenfälle, welche einen gewitterartigen Charakter trugen.

Die angewandten Abkürzungen sind die heutzutage auf den italienischen Stationen üblichen. Die Windgeschwindigkeit ist nach der willkürlichen Skala — 0 = Windstille, 4 = größte Windstärke — angegeben.

Der Barometerstand ist auf 0° reduziert; das Barometergefäß befindet sich 108 m über dem Meeresspiegel. Die mitgeteilten Temperaturen beziehen sich auf die Zeiten 9^h a. m., 3^h p. m. und 9^h p. m. In jedem Einzelfalle haben wir die Temperaturablesung angegeben, welche der betreffenden Beobachtung zeitlich zunächst liegt.

22. März 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind = N (2). Barometerstand = 747,5 mm. Temperatur = 7°,0.

Der Regen setzte in den ersten Morgenstunden ein und dauerte den ganzen Tag über an. Der Niederschlag erreichte eine Höhe von 32 mm.

Das Elektrometer wurde geladen, um den Ionisationszustand der atmosphärischen Luft zu bestimmen. Wir erhielten folgende Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$7^h\ 50^m$ a. m.	19,3	173,7	
			2,4
$8^h\ 50^m$ a. m.	18,9	171,3	

Um $9^h\ 20^m$ früh hatte die Regenmenge die Höhe von 4 mm erreicht. Wir entnahmen nunmehr dem Regenmesser 40 Gramm und brachten sie in den Zerstreuungszylinder. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$9^h\ 20^m$ a. m.	22,0	190,9	
			3,9
$10^h\ 20^m$ a. m.	21,4	187,0	
			2,6
$11^h\ 20^m$ a. m.	21,0	184,4	

26. März 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind SO (1). Barometerstand um $3^h\ 0^m$ p. m. = 747,8 mm. Temperatur = 7,0°.

Um 1 Uhr nachmittags begann ein Regen, welcher bis zum Morgen des nächsten Tages andauerte. Die Regenmenge erreichte insgesamt eine Höhe von 23,5 mm. Am 26. März um $4^h\ 20^m$ p. m. waren 4 mm gefallen.

Wir beobachteten nunmehr den Ionisationszustand der Luft und fanden:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$1^h\ 20^m$ p. m.	21,8	189,6	
			4,6
$2^h\ 20^m$ p. m.	21,1	185,0	
			7,0
$4^h\ 20^m$ p. m.	20,0	178,0	

Es werden 40 Gramm des Niederschlages in den Zerstreuungszylinder eingeschlossen und die nachstehenden Ablesungen erhalten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$4^h\ 30^m$ p. m.	18,2	167,0	
			7,0
$6^h\ 30^m$ p. m.	17,2	160,0	

14. April 1906.

Um 3 Uhr nachmittags: Himmel = 10 Cu. Barometerstand = 757,5 mm. Temperatur = 16,0°.

Von $^h\ 20^m$ p. m bis $2^h\ 30^m$ p. m. hatten wir heftigen Regen, begleitet von Blitz und Donner. Der Wind blieb während dieser ganzen Zeit auf W (3).

Wir luden das Elektrometer und erhielten:

1) Nach Beobachtungen, welche während des meteorologischen Frühlings 1906 zu Bologna angestellt worden sind.

2) Über die Radioaktivität des Schnees. Diese Zeitschr. 7, 350—353, 1906.

3) a. a. O.

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
1^h 20^m p. m.	25,8	211,9	
2^h 20^m p. m.	25,5	210,5	1,4

Wir brachten 40 Gramm Regenwasser in den Apparat und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
2^h 20^m p. m.	22,0	190,9	
3^h 20^m p. m.	21,0	184,4	6,5
4^h 20^m p. m.	21,0	184,4	0,0

19. April 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind = N (1). Barometerstand = 739,7 mm. Temperatur = 13,2⁰.

Der Regen begann während der voraufgegangenen Nacht zu fallen und hielt am 19. während des ganzen Vormittags an. Er erreichte eine Höhe von 23 mm.

Wir untersuchten den Ionisationszustand der Luft und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
6^h 50^m a. m.	13,5	135,4	
7^h 50^m a. m.	13,2	133,4	2,0

Wir brachten wieder, wie gewöhnlich, 40 Gramm von dem im Laufe der Nacht gefallenen Regenwasser in den Zerstreuungszylinder und lasen dann ab:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
7^h 55^m a. m.	17,3	160,0	
8^h 55^m a. m.	16,9	158,0	2,0
11^h 20^m a. m.	15,5	148,8	9,2

Himmel = 10 Cu. Wind = NW (1). Barometerstand = 752,9 mm. Temperatur = 17,0⁰.

In den ersten Nachmittagsstunden trat unversehens ein Gewitterregen auf; dabei fielen vereinzelte Hagelkörner. Wir setzten nun, um den Niederschlag direkt zu sammeln, das kleine kreisringförmige Gefäß aus, welches dann in den Zerstreuungszylinder eingeführt werden mußte. Inzwischen führten wir die üblichen Ablesungen zur Bestimmung der Luftionisation aus.

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
1^h 0^m p. m.	14,0	138,6	
2^h 0^m p. m.	13,0	132,0	6,6

Wir führten darauf in den Zylinder des Apparates die geringe Menge des Niederschlages ein, welche wir auf die eben geschilderte Weise hatten sammeln können. Sie belief sich auf etwa 3 Gramm. Wir beobachteten dann:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
2^h 0^m p. m.	26,0	212,9	
2^h 30^m p. m.	24,0	202,3	10,6
3^h 30^m p. m.	23,0	196,7	5,6
4^h 30^m p. m.	22,0	190,9	5,8

Hierauf nahmen wir 30 Gramm von dem Wasser, welches sich während des Gewitters in dem Regenmesser angesammelt hatte, und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
7^h 50^m p. m.	21,0	184,4	
8^h 20^m p. m.	20,0	178,0	6,4
9^h 20^m p. m.	18,5	168,9	9,1
10^h 30^m p. m.	17,5	162,1	6,8

Während dieses Gewitters, welches von 3^h 0^m bis 3^h 30^m p. m. anhielt, sammelte sich in dem Regenmesser eine, zum Teil auch von geschmolzenem Hagel herrührende, Wassermenge an, welche einer Höhe von 31,0 mm entsprach. Während der ganzen Gewitterperiode erfolgten zahlreiche uud heftige elektrische Entladungen.

9. Mai 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind = O (3). Barometerstand = 751,4. Temperatur = 16,3⁰.

Um 3^h 15^m p. m. brach ein furchtbares Gewitter mit Blitz, Donner und Regen los. In 45 Minuten zeigte der Regenmesser eine Niederschlagsmenge von 3,6 mm an. Wir benutzten in gleicher Weise wie tags zuvor, also nachdem wir, um den Niederschlag zu sammeln, den kreisringförmigen Behälter unseres Apparates ausgesetzt hatten, 8 Gramm Wasser.

Wir untersuchten den Ionisationszustand der Luft und fanden sie sehr radioaktiv.

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
3^h 20^m p. m.	15,0	145,3	
4^h 20^m p. m.	11,5	121,6	23,7

Wir führten das Wasser in den Zerstreuungszylinder ein, und es erwies sich in der ersten halben Stunde als sehr radioaktiv: es ergab sich nämlich in 35 Minuten eine Differenz von 16,8 Volt, welche einer Differenz von ungefähr 28,9 Volt in der Stunde entsprechen würde. Danach zeigte sich eine ziemlich viel geringere Radioaktivität.

Wir lassen nun die Beobachtungen folgen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
4^h 25^m p. m.	18,0	165,6	
5^h 00^m p. m.	15,5	148,8	16,8
7^h 35^m p. m.	12,0	125,8	23,0

15. Mai 1906.

Gewitter von 1^h 45^m p. m. bis 2^h 30^m p. m. Während dieses Zeitraumes fiel eine Regenmenge von 7,0 mm. Der Barometerstand war 741,0 mm. Wind SW (3). Temperatur = 19,0⁰.

Wir untersuchten in gewohnter Weise die Zerstreuung durch die Atmosphäre und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
3^h 55^m p. m.	16,0	152,2	
2^h 30^m p. m.	16,0	152,2	0,0

Wir brachten 20 Gramm Wasser, die in der oben geschilderten Weise gesammelt worden waren, in den Zerstreuungszylinder, und lasen ab:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$2^h 30^m$ p. m.	24,0	202,3	
$3^h 30^m$ p. m.	22,7	195,0	7,3
$4^h 30^m$ p. m.	21,1	185,0	10,0
$5^h 00^m$ p. m.	21,0	184,4	0,6
$6^h 00^m$ p. m.	19,1	172,5	11,9

Wir führten nun 20 Gramm Wasser ein, die sich im Regenmesser angesammelt hatten, und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$6^h 03^m$ p. m.	19,0	171,9	
$7^h 45^m$ p. m.	18,2	167,0	4,9
$6^h 40^m$ a. m. (des folgenden Tages)	8,0	92,2	74,8

16 Mai 1906.

Seit $6^h 45^m$ a. m. regnete es mit Unterbrechungen, und den ganzen Tag hindurch regnete es mit wiederholten Unterbrechungen weiter. Himmel = 10 Cu. Wind = W (2). Barometerstand = 15,7°.

Bei der Untersuchung des Ionisationszustandes der Luft erhielten wir am Elektrometer die folgenden Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$6^h 45^m$ a. m.	17,7	163,5	
$7^h 45^m$ a. m.	16,7	156,7	6,8

Wir sammelten in der oben beschriebenen Weise direkt 4 Gramm von dem gefallenen Regen und brachten sie in den Zerstreuungszylinder. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$7^h 45^m$ a. m.	14,0	138,6	
$8^h 45^m$ a. m.	12,0	125,1	13,5
$9^h 45^m$ a. m.	11,0	118,1	7,0
$1^h 45^m$ p. m.	9,0	100,6	17,5

Gegen 1 Uhr nachmittags wird der Regen von Blitz und Donner begleitet und wird viel reichlicher. Der Barometerstand war 738,8 mm. Wir sammelten nunmehr 15 Gramm Wasser und machten damit die folgenden Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$2^h 15^m$ p. m.	25,0	207,9	
$3^h 15^m$ p. m.	23,0	196,7	11,2
$4^h 40^m$ p. m.	21,0	184,4	12,3

Wir brachten darauf in den Schutzzylinder des Apparates 15 Gramm Wasser, die aber jetzt im Regenmesser gesammelt worden waren, und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$4^h 45^m$ p. m.	18,5	168,9	
$5^h 15^m$ p. m.	18,0	165,6	3,3
$6^h 15^m$ p. m.	17,0	158,7	6,9

17. Mai 1906.

Von $2^h 15^m$ p. m. an fiel ein ziemlich dichter, von Blitz und Donner begleiteter Regen.

Himmel = 10 Cu. Wind W (2). Barometerstand = 737,7 mm. Temperatur = 17,0°.

Der Regenmesser zeigte am Schlusse des Regens 17,5 mm.

Wir sammelten von der Traufe 17 Gramm Wasser und machten die folgenden Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$3^h 25^m$ p. m.	19,0	171,9	
$4^h 30^m$ p. m.	17,0	158,7	13,2
$7^h 45^m$ p. m.	11,5	121,6	37,1

20. Mai 1906.

Da das Wetter drohend war, so hielten wir es für gut, den Ionisationszustand der Luft zu beobachten. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$4^h 30^m$ p. m.	17,9	164,9	
$5^h 30^m$ p. m.	17,5	162,1	2,8

Um $5^h 15^m$ p. m. begann es zu regnen. Im Regenmesser sammelten sich 0,5 mm an. Der Regen war von Blitz und Donner begleitet.

Wind = W (3). Barometerstand = 744,2 mm. Temperatur 15,0°.

Wir sammelten in üblicher Weise in dem kreisringförmigen Behälter 4 Gramm Wasser und führten mit diesen die folgenden Bestimmungen aus:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$7^h 25^m$ p. m.	24,6	205,7	
$8^h 00^m$ p. m.	22,5	193,9	11,8
$8^h 30^m$ p. m.	18,5	168,9	25,0
$9^h 30^m$ p. m.	17,5	162,1	6,8

Wir haben im vorstehenden unsere Beobachtungen mitgeteilt und uns dabei auf eine einfache Aufstellung der Tatsachen beschränkt. Die einzelnen Beobachtungen sind nämlich, wie ersichtlich, unter Bedingungen ausgeführt worden, welche eine absolute Vergleichung nicht gestatten. Dennoch können wir zu einigen Schlüssen gelangen, welche wenigstens zur Richtschnur für zukünftige Untersuchungen über diesen Gegenstand dienen können.

Aus den oben mitgeteilten Messungen geht zunächst hervor, daß frisch gefallenes Regenwasser stets radioaktiv ist. Der Ladungsverlust im Apparate war nämlich bei allen Bestimmungen größer, wenn unter den Schutzzylinder des Apparates frisch gefallenes Regenwasser eingeführt worden war.

Man beobachtet weiter, daß die Radioaktivität des Regenwassers nach einem verhältnismäßig kurzen Zeitraume abnimmt. In der Tat fanden wir kaum 30 Minuten nach dem Regen-

fall beträchtliche Abnahmen der Ladungsverluste.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Radioaktivität des Regenwassers dann sehr viel beträchtlicher ist, wenn es von Gewittergüssen herrührt, besonders wenn diese noch von Hagel begleitet sind.

Über den etwaigen Einfluß des Barometerdruckes auf die Radioaktivitätsverhältnisse der atmosphärischen Niederschläge definitive Schlußfolgerungen zu ziehen, war uns nicht möglich; bei der geringen Anzahl von Beobachtungen war es auch nicht zulässig, Deduktionen zu machen. Man wird eine größere Menge von Beobachtungsmaterial sammeln müssen, um zu berechtigten Schlüssen gelangen zu können; das gedenken wir in Zukunft zu tun.

Dasselbe müssen wir bezüglich der gleichzeitig ausgeführten Beobachtungen über die Temperatur, den Zustand des Himmels, die Richtung und die Geschwindigkeit des Windes sagen.

Wenn wir nun die hier wiedergegebenen Resultate mit denen zusammenstellen, welche wir früher in bezug auf den Schnee erhalten haben, und über die wir in der eingangs genannten Arbeit berichtet haben, so können wir sagen, daß unsere Beobachtungen sowohl für den Schnee als auch für den Regen die folgenden Sätze auszusprechen gestatten:

1. Der atmosphärische Niederschlag, er mag nun Schnee oder Regen sein, ist in frisch gefallenem Zustande stets radioaktiv.

2. Die Radioaktivität dieses Niederschlages verschwindet nach kurzer Zeit (nach ungefähr zwei Stunden) fast vollständig.

3. In den Gewitterniederschlägen ist die Radioaktivität merklich stärker.

Bologna, St. Ludwigs-Gymnasium, im Oktober 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Oktober 1906.)

Bemerkung zu der Diskussion[1]) über den Doppler-Effekt der Kanalstrahlen.

Von F. Paschen.

Die Herren B. Strasser und M. Wien stützen eine von ihnen erdachte Hypothese über die Entstehung des Doppler-Effektes im Lichte der Kanalstrahlen mit der von ihnen beobachteten Tatsache, daß in der ersten Kathodenschicht der Doppler-Effekt fehle. Obwohl diese Beobachtung durch eine andere des Herrn J. Stark[1]) bereits widerlegt scheint, bei der in der ersten Kathodenschicht eines Kanalstrahl-Rohres der Doppler-Effekt gefunden ist, möchte ich das Resultat einiger Spektralaufnahmen der ersten Kathodenschicht mit nicht durchlöcherter Kathode in Wasserstoff (also mit der von Herrn Stark in der Anmerkung empfohlenen Anordnung) mitteilen. Ich beobachtete senkrecht zur Kathodenfläche, so daß also die Kathodenstrahlen auf den Spalt hin eilten. Die Anode befand sich in einer seitlich angeblasenen Röhre. Bei einer Spannung von 3000 Volt, einem 4 cm langen Dunkelraum und in sehr reinem, von Quecksilber völlig befreiten Wasserstoff zeigte sich bei H_δ und H_γ der nach Rot verschobene Doppler-Streif, von der Ruhelinie getrennt durch einen Zwischenraum. Außerdem entstand auch auf der anderen Seite (nach Blau) ein Doppler-Streif, der wahrscheinlich herrührt von Kanalstrahlen, welche an der Kathode reflektiert sind, und dem sich außerdem wohl noch durch optische Reflexion an der blanken Aluminium-Kathode Licht des Doppler-Effektes der ersten Kathodenschicht hinzugesellt. Denn der nach Violett verschobene Doppler-Streif ist in allen meinen Aufnahmen ein wenig lichtstärker als der nach Rot verschobene primäre Streif. Der Zwischenraum zwischen dem primären Streif und der Ruhelinie ist in der ersten Kathodenschicht bedeutend schmäler als in dem Lichte der Kanalstrahlen hinter einer durchlochten Kathode bei sonst gleichen Entladungsumständen (Potential und Länge des Dunkelraumes). Ebenso ist cet. par. die Stelle größter Schwärzung im Doppler-Streif von der Ruhelinie in der ersten Kathodenschicht bedeutend weniger entfernt, als in den Kanalstrahlen. Hierauf werde ich später näher zurückkommen.

Wenn hiernach auch bewiesen ist, daß die bewegten Kanalstrahl-Teilchen ohne den „Ruck" in der Kathodenfläche leuchten können, so ist doch möglich, daß ein solcher „Ruck" das Leuchten verstärkt. Denn in der ersten Kathodenschicht scheint der Doppler-Streif auffallend lichtschwach, so daß ich ihn nur bei sehr reinem Gas mit verhältnismäßig langer Exposition photographieren konnte.

1) Diese Zeitschr. 7, 746, 1906.

1) S. 747. l. c. Anm.

(Eingegangen 14. November 1906.)

Über die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. Herweg.

Die Frage, ob das Funkenpotential durch Bestrahlung der Funkenstrecke erniedrigt wer-

den kann, ist, soweit ich aus der Literatur ersehen habe, bis jetzt noch nicht mit Sicherheit gelöst. Es liegen verschiedene Arbeiten vor, die sich teils unklar, teils dafür und teils dagegen aussprechen. Die neueste Arbeit stammt von Herrn Warburg aus dem Jahre 1901.[1])

Warburg vertritt hier den Standpunkt, daß „die Wirkung der ultravioletten Strahlen auf die Funkenentladung lediglich in einer Herabsetzung der Verzögerung, nicht in einer Herabsetzung des Funkenpotentials besteht, mag die Potentialdifferenz langsam oder schnell an die Funkenstrecke angelegt werden". Diese Behauptung Warburgs ist richtig, solange die durch die Strahlung hervorgerufene Ionisation relativ gering ist, vergrößert man dann aber die Intensität der Strahlungsquelle und damit die Anzahl der Ionen wesentlich, so kann man zweifellos auch eine Herabsetzung des Funkenpotentials herbeiführen.

Ich habe Versuche angestellt mit ultraviolettem Licht, Kathodenstrahlen und der Spitzenentladung eines Teslatransformators.

Die ganze Anordnung war sehr einfach.

Die Spannung wurde von einer 2plattigen Töplerschen Influenzmaschine geliefert. Durch einen variablen Jodkadmiumwiderstand im Nebenschluß konnte das Potential der einen Kugel der Funkenstrecke langsam bis zum Eintreten des Funkens erhöht werden. Die andere Kugel (es waren Zinkkugeln von 0,3 cm Radius) war dauernd geerdet, ebenso der freie Pol der Influenzmaschine. Das Funkenpotential wurde mittels eines vorher geeichten Braunschen Elektrometers gemessen. Durch einen Umschalter konnte die Spannung bald +, bald — gewählt werden.

Zunächst stellte ich Versuche mit ultraviolettem Licht an.

In einer Entfernung von 8 cm von der Funkenstrecke befand sich der Bogen einer Zinkbogenlampe. Außerdem wurde die Funkenstrecke dauernd mit einem schwachen Radiumpräparat bestrahlt, um Verzögerungen von vornherein möglichst auszuschließen.

Es wurde das Funkenpotential einmal mit, einmal ohne Bestrahlung gemessen und bei einer Funkenstrecke von 3 mm Länge eine Erniedrigung von 11350 Volt auf 10700 gefunden.

Hier könnte der Einwand erhoben werden, daß die Luft in der Nähe der Funkenstrecke erwärmt und dadurch die Erniedrigung des Potentials herbeigeführt wird.

Nun ist aber, wenn man sofort nach Einschalten der Lampe mißt, wie ich mich überzeugt habe, eine merkliche Erwärmung nicht zu konstatieren; man kann diese also zweifellos vernachlässigen.

[1]) Ann. d. Phys. 5, 811, 1901.

Die erhaltene Erniedrigung von 650 Volt ist nun noch recht klein, so daß man vielleicht überhaupt noch an einer Erniedrigung zweifeln könnte.

Außerdem läßt sich voraussehen, daß man mit ultraviolettem Licht zu wesentlich besseren Resultaten nicht kommen wird.

Ich ging daher über zu Versuchen mit Kathodenstrahlen. Hing die Erniedrigung von der Ionisation ab, so waren hier sicher bessere Resultate zu erwarten, außerdem waren die Messungen einwandfrei, da Erwärmung und sonstige störende Einflüsse fortfielen.

Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen benutzte ich eine Des Coudressche Kathodenstrahlröhre, die von einem Teslatransformator gespeist wurde. Wie Kontrollmessungen zeigten, blieb die Strahlung bei 20 Messungen konstant.

Über die Intensität der Strahlen möchte ich nur bemerken, daß ein Baryumplatincyanürschirm in einem Abstand von $2^1/_2$ bis 3 cm vom Fenster noch leuchtete.

Das Fenster befand sich etwa $^1/_2$ bis $^3/_4$ cm von der Funkenstrecke entfernt, die Strahlen fielen senkrecht in die Funkenstrecke ein.

Die Beobachtungen wurden folgendermaßen ausgeführt.

Zuerst wurde ohne Kathodenstrahlen die Spannung langsam erhöht, bis der Funke übersprang und das Funkenpotential am Braunschen Elektrometer abgelesen, darauf wurde dieselbe Messung bei Bestrahlung der Funkenstrecke mit Kathodenstrahlen wiederholt.

Die Beobachtnngen erstreckten sich auf Funkenstrecken von 3, 2 und 1 mm Länge.

Die Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Kugelabstand	Funkenpotential in Volt				
	Ohne Kathodenstr.		Mit Kathodenstr.		
3 mm	11 100	11 100	6100	5900	
2 „	8200	8350	3500	3350	
3 „	11 100	11 100	5200	5200	
2 „	8350	8350	3350	3350	
3 „	10950	11 100	5200	5000	
2 „	8200	8200	3500	3350	Spannung —
1 „	4800	4800	2200	2200	
2 „	8350	8200	3350	3350	
3 „	10950	10950	5350	5200	
3 „	10850	10950	5200	5200	
2 „	8200	8350	3900	4100	
1 „	4800	4800	2500	2500	
3 „	10850	10850	5200	5200	
2 „	8200	8200	3900	4100	
1 „	4650	4650	2500	2500	
3 „	10850	10950	5700	5200	Spannung +
1 „	4800	4800	2500	2850	
2 „	8200	8350	4650	4800	
3 „	10700	10850	5900	6100	

Die Zahlen bei Bestrahlung zeigen eine Herabsetzung des Funkenpotentials auf ungefähr die Hälfte des Wertes ohne Bestrahlung. Die Zahlen ohne Bestrahlung entsprechen denen von Heydweiller-Paschen.

Das wirklich nur die Kathodenstrahlen, nicht etwa Schwingungen, hervorgerufen durch den Teslatransformator, die Herabsetzung bewirkten, wurde dadurch gezeigt, daß das kleine zur Erde abgeleitete Fensterchen der Kathodenstrahlröhre durch ein Metallscheibchen geschlossen wurde. Im übrigen wurde nichts geändert.

Eine Herabsetzung war jetzt nicht mehr zu bemerken.

Die Mittelwerte der Zahlen aus Tabelle 1 habe ich in ein Koordinatensystem eingetragen, als Abszissen den Kugelabstand, als Ordinaten die Funkenpotentiale mit und ohne Bestrahlung.

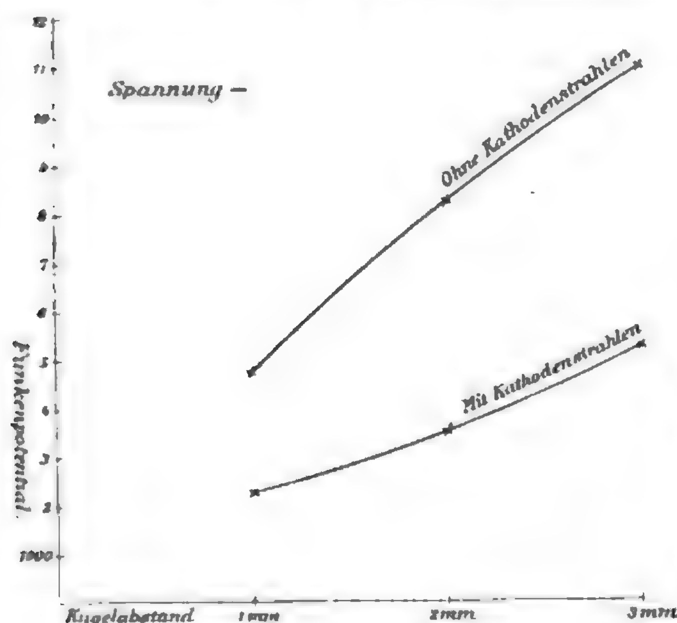


Fig. 1.

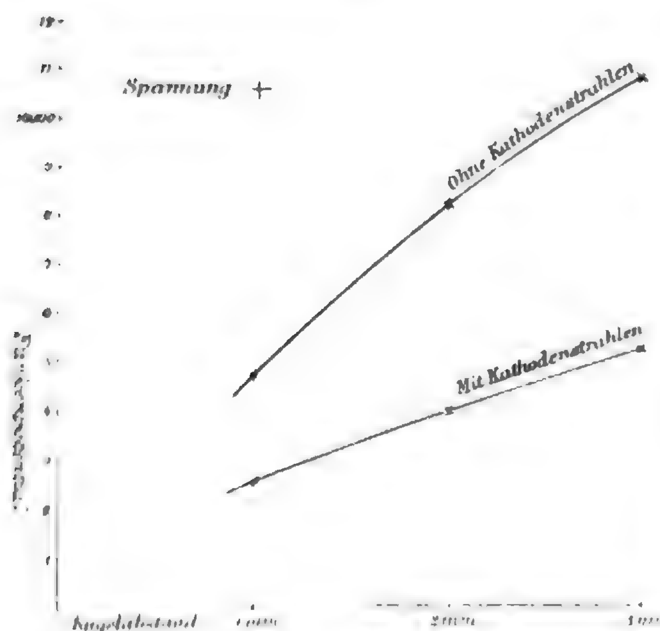


Fig. 2.

Die Kurven zeigen Fig. 1 und 2; Fig. 1 für — Spannung, Fig. 2 für + Spannung.

In den Kurven mit Kathodenstrahlen scheinen sich polare Unterschiede geltend zu machen, die eine ist nach oben, die andere nach unten konvex; doch bedarf es hier noch weiterer Messungen, um hierüber Aufklärung zu bekommen.

Als weiterer kräftiger Ionisator, der eine gut meßbare Herabsetzung des Funkenpotentials bewirken könnte, kommt noch die Spitzenentladung in Betracht.

Auch hiermit habe ich Versuche angestellt. Den freien Pol des Teslatransformators versah ich mit einer Spitze, die $4^1/_2$ cm von der Funkenstrecke entfernt war.

Diese Anordnung ist natürlich nicht so sauber und einwandfrei, wie die mit der Kathodenstrahlröhre; doch möchte ich diese Messungen nicht unerwähnt lassen, weil in diesem Falle, im Gegensatz zu den Messungen mit Kathodenstrahlen, im wesentlichen positive Ionen der Funkenstrecke zugeführt werden. Es zeigte sich dies an einem geringen positiven Ausschlag des Braunschen Elektrometers, wenn die Spitzenentladung wirkte.

Die erhaltenen Zahlen zeigt

Tabelle 2.

Kugelabstand	Funkenpotential in Volt: Ohne Spitzenentladung		Mit Spitzenentladung		
3 mm	11200	11350	6550	6700	Spannung +
2 „	8350	8350	4800	5000	
1 „	4800	4800	4100	3900	
1 „	4800	4800	3500	3700	Spannung –
2 „	8350	8350	4450	5000	
3 „	11350	11350	6250	6600	

Auch hier zeigt sich eine beträchtliche Erniedrigung des Funkenpotentials.

Augenblicklich bin ich damit beschäftigt, den Zusammenhang zwischen Funkenpotential bezw. Kathodenfall und Stromstärke vor Eintritt des Funkens zu finden und eventuell vorhandene polare Unterschiede festzustellen.

Greifswald, Phys. Institut der Universität.

(Eingegangen 27. November 1906.)

Bemerkung über die Selbstumkehrung der Wasserstofflinien.

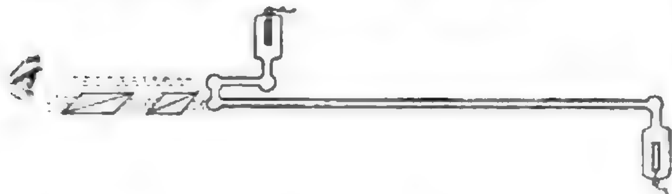
Von R. W. Wood.

Von zahlreichen Autoren ist die Umkehrung der roten Wasserstofflinie in Geißlerschen Röhren beschrieben worden. Die Erscheinung ist indessen nicht leicht zu beobachten, und ich habe sie wiederholt vergebens gesucht.

Im Verlaufe einiger kürzlich angestellter Versuche, bei denen ich eine große Wasserstoffröhre als Lichtquelle benutzte, beobachtete

ich einige Wirkungen, welche, wie mir scheint, auf die Absorption von Licht seitens des leuchtenden Gases zurückzuführen sind, und welche anzudeuten scheinen, daß das Absorptionsvermögen für Licht von der Wellenlänge der Linie H_α viel größer war als für solches von der Wellenlänge der Linien H_β oder H_γ.

Es handelt sich hier um eine große Röhre mit gerader Durchsicht („end on"); sie war etwa 15 cm lang und hatte eine lichte Weite



von ungefähr 2 oder 3 cm. Das Leuchten wurde durch die Entladung eines großen Induktors hervorgerufen, in dessen Stromkreis ein Kondensator und eine Funkenstrecke geschaltet waren. Diese Anordnung ist bekanntlich besonders günstig für das Auftreten des einfachen Linienspektrums des Gases.

Wie ich beobachtete, war die Farbe der Entladung, seitlich durch die Röhrenwandung betrachtet, ausgesprochen rot, während sie bei gerader Durchsicht bläulich ohne jeden Schein von Rot war. Ich dachte anfangs, der Effekt könnte physiologischen Ursprungs sein, denn die Intensität des Lichtes war in letzterem Falle viel größer. Um diesen Punkt klarzustellen, setzte ich die Intensität dadurch herab, daß ich die Entladung bei gerader Durchsicht durch ein Paar Nicolscher Prismen betrachtete, durch deren Drehung ich die Intensität auf jeden beliebigen Betrag verringern konnte. Die Nicols konnten offenbar zu keiner Farbenwirkung Anlaß geben, und durch den Umstand, daß die Farbe auch jetzt noch bläulich blieb, erscheint die physiologische Erklärung als abgetan. Meines Erachtens blieben nur zwei mögliche Erklärungen übrig, nämlich entweder die Annahme einer stärkeren Emission des roten Lichtes in einer Richtung parallel zur Stromrichtung, oder die einer kräftigeren Absorption der roten Strahlen durch das leuchtende Gas.

Um zwischen diesen beiden möglichen Erklärungen zu entscheiden, brauchte ich nur eine Doppelröhre mit gerader Durchsicht zu konstruieren, die eine sehr lange und eine sehr kurze Kapillare hat. Ich stellte also eine Röhre von der in vorstehender Figur angegebenen Form her, füllte sie mit Wasserstoff und pumpte sie aus. Die kurze Kapillare erschien ausgesprochen rötlich in Farbe, während die lange in ihrer Färbung ohne jeden rötlichen Schein war, auch dann, wenn ihre Intensität durch die Anwendung der Nicolschen Prismen herabgesetzt worden war. Da nun bei diesem letztgenannten Versuch das Gas in beiden Fällen in der Stromrichtung betrachtet wird, so ist die Erscheinung wahrscheinlich auf Absorption zurückzuführen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Oktober 1906.)

Die Leitfähigkeit der Luft in einem starken elektrischen Felde und der Siemenssche Ozonerzeuger.[1])

Von Arthur W. Ewell.

Bei quantitativen Messungen der Leitfähigkeit der Luft muß die Ionisierung in einem beträchtlichen Querschnitt gleichförmig sein. Parallele Elektroden von verhältnismäßig großer Fläche ergeben das gleichförmigste Feld. An den unvermeidlichen winzigen Vorsprüngen der Elektroden befindet sich jedoch überschüssige elektrische Kraft, und deswegen wird die Luft dort erheblich ionisiert, bevor die Ionisierung an anderen Stellen eintritt, und es entsteht eine eng begrenzte Entladung oder ein Funken.

Wenn eine elektrische Kraft von wechselnder Richtung angewandt wird, so kann man eine Platte von dielektrischer Substanz, wie z. B. Glas in die Luft einfügen; ein die Luft durchfließender Strom wird dann durch das Glas als Verschiebungsstrom hindurchgehen. Es besteht dann immer noch eine etwas überschüssige Ionisierung in der unmittelbaren Nähe winziger Vorsprünge der Elektrode, aber der Isolator verhindert eine merkliche Ausdehnung dieser Ionisierung als Funken, und wenn die elektrische Kraft ausreichend ist, so wird die gesamte Luftmasse sehr gleichförmig ionisiert. Das Glas erhält auch ein stabiles Verhältnis zwischen der gesamten elektromotorischen Kraft und dem Strom, wenn die Luft einen labilen negativen Widerstand (siehe weiter unten) besitzt. Die Luft nimmt eine gleichförmige Purpurfarbe an und die Entladung ist sehr geräuschvoll. Der von mir benutzte Apparat ist in Fig. 1 abgebildet. Die Elektroden A und B aus verzinntem Kupfer und die Glasplatte C bilden im wesentlichen die einfachste Form eines Siemensschen Ozonerzeugers.[2]) f und f' sind gleiche induktionslose Widerstände. E ist ist ein Thomsonsches elektrostatisches Voltmeter. H ist ein Hochspannungstransformator von 100 KW., dessen eine Seite geerdet ist und bei dem das Potential der anderen Seite aus der primären Potentialdifferenz erhalten wird, die man bei G abliest. Aus den Ablesungen der wirklichen sekundären Potentialdifferenz

1) Im Auszuge nach einer im Amer. Journal of Science veröffentlichten Arbeit des Verfassers (Nov. 1906, S. 368).

2) Siehe die Arbeit des Verfassers, Phys. Rev., S. 244. April 1906.

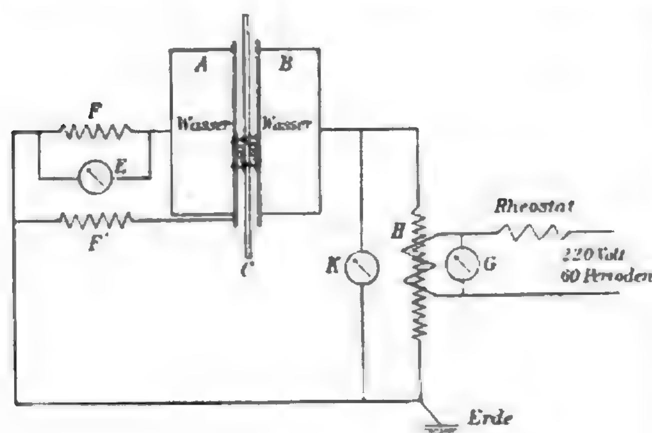


Fig. 1.

mittels eines Brownschen Elektrometers K bei Sekundärströmen verschiedener Größe und Phase fand ich als Umwandlungsverhältnis genau 500 : 1. Da eine gute Definition der Temperatur der Luft wesentlich war, wurden die Elektroden durch unmittelbar hinter ihnen befindlichen 10 Liter-Wasserbäder auf konstanter Temperatur erhalten. Bei den geringen zur Verwendung kommenden Polabständen konnten derartige Elektroden Luft und Glas annähernd auf ihrer eigenen Temperatur erhalten.

Die Elektrode B maß 30×30 cm. Die Elektrode A bestand aus einem inneren 20×20 cm großen Stück, das direkt in den Wasserbehälter eingelötet war, und einem in derselben Ebene befindlichen gegen den Behälter isolierten äußeren Schutzring. Der Zwischenraum nach dem inneren Teil zu betrug 1 mm und die Außenkante 30×30 cm. Der die Luft gegenüber dem mittleren Stück durchfließende Strom wurde aus dem Potentialabfall in dem induktionslosen Widerstand F bestimmt. Unter der wechselnden Potentialdifferenz zwischen den Elektroden durchflossen Verschiebungsströme die Luft und das Glas, und wenn eine gewisse von der Entfernung zwischen den Elektroden abhängende Potentialdifferenz überschritten wurde, war die Luft ionisiert und stellte sich in ihr ein Leitungsstrom her. Die Verschiebungsströme befolgen bekannte Gesetze; von Interesse sind der durch die Luftionen getragene Strom und die elektromotorische Kraft, die man an die Luft anlegt.

In Fig. 2 möge A die gesamte, an Luft und Glas angelegte elektromotorische Kraft, B die gesamte an das Glas und C die an die Luft angelegte elektromotorische Kraft darstellen. B ist die Vektorsumme von D, der elektromotorischen Kraft, die erforderlich ist, um in dem Glase ein Äquivalent für den Verschiebungsstrom in der Luft aufrecht zu erhalten, und E der für das Äquivalent des Ionisierungsstromes in der Luft erforderlichen elektromotorischen Kraft. A, die gesamte an-

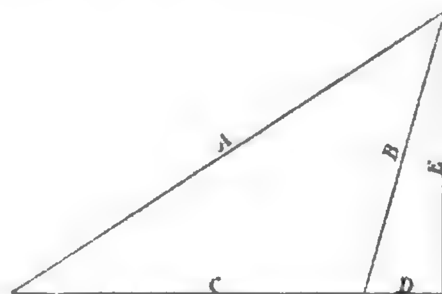


Fig. 2.

gelegte elektromotorische Kraft, wird direkt beobachtet, B, die zum Aufrechterhalten eines Verschiebungsstromes im Glase erforderliche elektromotorische Kraft, läßt sich mit direkt an das Glas angelegten Elektroden bestimmen. Da D einen Verschiebungsstrom im Glase aufrecht erhält, der in der Luft eine elektromotorische Kraft C erfordert, muß ihr Verhältnis das umgekehrte Verhältnis der Kapazitäten der beiden Plattenkondensatoren von gleicher Fläche sein, wobei bei dem einen die gegebene Luftdicke und bei dem anderen das Glas die dielektrische Substanz darstellt. Wenn k die Elektrizitätskonstante von Glas, d die Dicke des Glases und d_2 die der Luft ist, so erhalten wir

$$\frac{o}{C} - \frac{d_1}{k d_2}, \quad \text{oder} \quad D = r C. \qquad (1)$$

Nach der Geometrie ist

$$C_2 + 2 C D = A^2 - B^2 \qquad (2)$$

$$C = \sqrt{A^2 - B^2}\,(1 - r + {}^3\!/_2\, r^2),$$

mit genügend genauer Annäherung für die an die Luft angelegte elektromotorische Kraft. Die Größe des Ionisierungsstromes ist gleich dem gesamten Strom minus dem Verschiebungsstrom, mit einem Vorsprung von $^1/_4$ Periode. Der Verschiebungsstrom ist offenbar gleich

$$\frac{2 \pi n A}{4 \pi d \cdot 9 \cdot 10^{11}} C, \qquad (3)$$

worin n die Frequenz ($= 60$), A die Fläche der Elektroden, d die Luftdicke und C wie früher die an die Luft angelegte elektromotorische Kraft darstellen.

Folgende Beobachtung eines typischen Versuches wird den vorhergehenden Absatz erläutern.

5. Juli. Trockene Luft, Barometerstand 75,2, Temperatur des Wassers 22,5°, Dicke des Glases = 0,59 cm, Dicke der Luft = 43 cm.[1] Primäre E.M.K. = 58,6; an die Elektroden angelegte E.M.K. ($= A$) = 29300. Induktionsloser Widerstand = 4000, elektrostatisches Voltmeter

1) Die gesamte Dicke der Luft auf beiden Seiten des Glases. Der Strom wurde nicht erheblich beeinflußt, wenn das Glas sich nicht genau mitten zwischen den Elektroden befand.

= 187[1]), gesamte Stromstärke = 4,76 Milliamperes.[1]) Nach der weiter unten gegebenen Kurve war eine E.M.K. von 23300 (= *B*) erforderlich, um einen Strom von 4,67 Milliamperes im Glase aufrecht zu erhalten. Der wirksame Flächeninhalt des mittleren Teiles betrug 404 qcm[2]), und wenn man die im obigen gegebenen Werte für die Dicke und Frequenz benutzt, so ergibt sich *k* zu 8,4 in elektrostatischen Einheiten und *r* zu 0,16. Nach Formel (2) ist die an die Luft angelegte E.M.K. = 15900, und nach der oben angegebenen Korrektur mit Bezug auf den Verschiebungsstrom ergibt sich der Ionisierungsstrom in der Luft zu 4,15. Die vollständigen Ergebnisse für dieses Glas sind in Fig. 3 eingetragen;

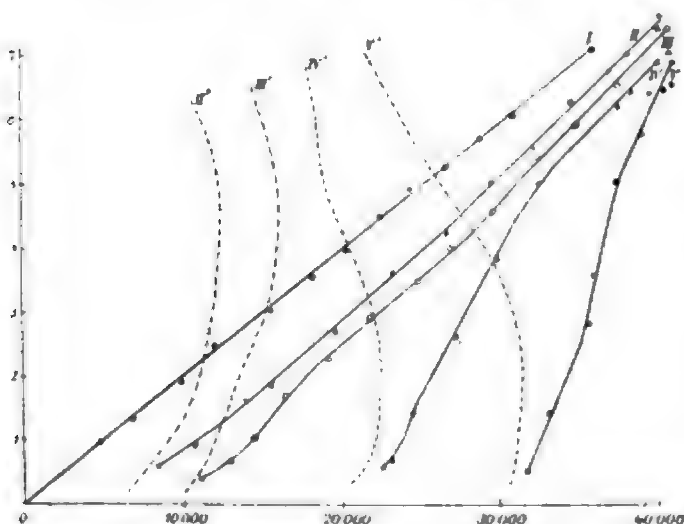


Fig. 3.

Abszissen = Volt; Ordinaten = Milliampere; Temperatur = (ann.) 20°.
I. Elektroden an 0,59 cm Spiegelglas, II. 0,59 cm Glas + 0,20 cm Luft, III. 0,59 cm Glas + 0,43 cm Luft, IV. 0,59 cm Glas + 1,31 cm Luft, V. 0,59 cm Glas + 2,41 cm Luft.
II', III', IV' und V' sind die korrigierten Kurven bezw. zu II, III, IV und V; sie geben die Beziehung zwischen der an die Luft angelegten E.M.K. und dem Ionisierungsstrom an.

durch die einzelnen Beobachtungen gehen voll ausgezogene Striche. Die punktierten Kurven geben die Beziehung zwischen der an die Luft angelegten E.M.K. und dem Ionisierungsstrom an; sie werden in der im obigen beschriebenen Weise aus den voll ausgezogenen Kurven berechnet. Als Kontrolle dieser Beobachtungen wurden ähnliche Versuche mit einem 0,24 cm dicken Glase vorgenommen; diese Beobachtungen sind in Fig. 4 angegeben. Die korrigierten Kurven passen für die einzelnen Entfernungen gut mit den Kurven von Fig. 3 zusammen.

Die unteren Teile der korrigierten Kurven zeigen die bekannte schnelle Zunahme der Stromstärke bei einer schwachen Zunahme des

1) Durchaus wirksam.
2) Maxwell, Elect. and Mag., § 228.

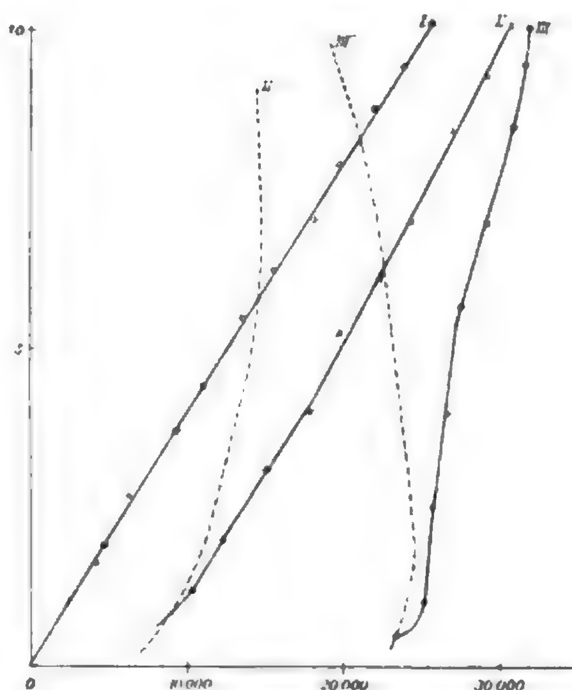


Fig. 4.

Abszissen = Volt; Ordinaten = Milliampere; Temperatur = 20°.
I. Elektroden an 0,24 cm Glas, II. 0,24 cm Glas + 0,30 cm Luft, III. 0,24 cm Glas + 1,66 cm Luft.
II' und III' sind die korrigierten Kurven bezw. zu II und III und geben die Beziehung zwischen der an die Luft angelegten E.M.K. und dem Ionisierungsstrom an.

Potentials, während in den oberen Teilen zwei Umstände zutage treten, nämlich erstens, daß bei zunehmender Intensität des Ionisierungsstromes in der Luft die zur Aufrechterhaltung des Stromes erforderliche E.M.K. abnimmt, und zweitens, daß bei zunehmender Stromstärke die Kurven für die einzelnen Entfernungen einander nahe rücken. Letzteres Ergebnis läßt sich dadurch erklären, daß die Verminderung der elektrischen Kraft bei voneinander getrennten Elektroden durch das erhöhte Volumen, in dem die Ionisierung eintritt, kompensiert wird. Erstgenanntes Ergebnis zeigt, daß wenn der Strom über die von den bekannten unteren Teilen der Kurven dargestellten Werte hinaus verstärkt wird, die Luft unter normalen Verhältnissen einen sogenannten negativen Widerstand zeigt, der bisher nur bei den besonderen Verhältnissen hoher Temperatur (der Lichtbogenentladung[1])) und niederen Druckes[2]) gezeigt worden ist. Eine wechselnde elektromotorische Kraft ist notwendigerweise angewandt worden, aber das Verhalten der E.M.K. konnte die obigen Ergebnisse (die deswegen allgemein sind) nicht qualitativ beeinflussen.

Folgende empirische Formel stimmt an-

1) Thomson, Conduction of Electr. through Gases, § 214.
2) Winkelmann, IV, 2. Aufl., S. 519; Townsend, Phil. Mag., März 1905, pag. 289, Toepler, Ann. d. Physik 14, 757, 1905.

nähernd mit dem oberen Teil der korrigierten Kurven (d. h. dort wo die Stromdichte 15 Mikroamperes pro Quadratzentimeter übersteigt) überein:

$$i = 50 - V\frac{0{,}018}{\sqrt[3]{d}}, \qquad (4)$$

woselbst i die effektive Stromstärke pro Quadratzentimeter in Mikroampere und V die an die Luftdicke d angelegte E.M.K. ist.

Die elektrische (Maximal-)Intensität, bei der eine wahrnehmbare Ionisierung anfangt, wird annähernd durch die Formel

$$F_{max} = 22{,}500 \frac{1}{\sqrt[3]{d}}$$

gegeben.

In Fig. 5 sind Energiefaktor und aufgenommene Energie für die einzelnen Entfernungen eingetragen. (Aus Fig. 2 ersieht man leicht, daß der Energiefaktor der Sinus des Winkels zwischen A, der angelegten E.M.K., und K ist, der um eine viertel Periode dem Gesamtstrom voraus ist.) Die Form der Energiefaktorkurven dürfte verständlich sein, wenn man den zunächst geringen Ionisierungsstrom und die verhältnismäßig große elektromotorische Kraft in Erwägung zieht, die das Glas bei höheren Stromstärken erfordert. Die Kurven für die aufgenommene Energie zeigen, daß die Energieaufnahme nicht proportional mit zunehmenden Entfernungen und mit dem Strom zunimmt und von der Dicke des Glases unabhängig ist.

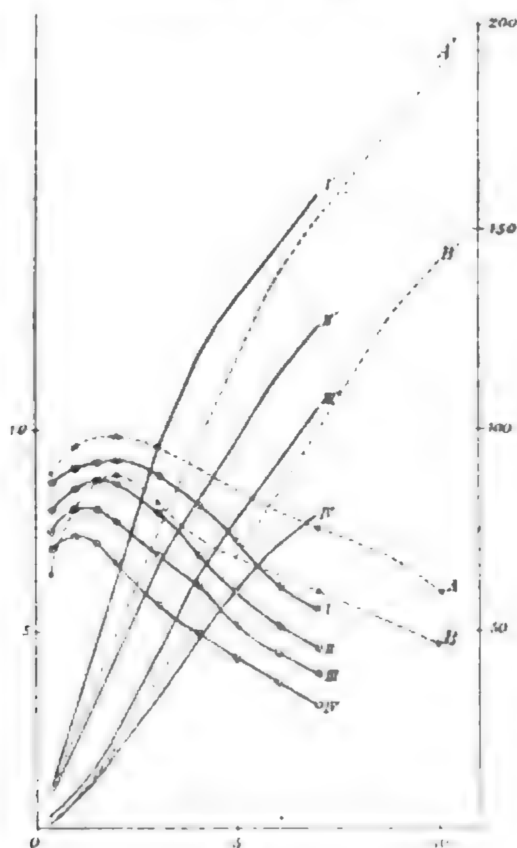


Fig. 5.

In einem Siemensschen Ozonerzeuger aufgenommener Energiefaktor und Energie. Abszissen = Ionisierungsstrom in Milliampere. Ordinaten: links = Energiefaktor; rechts = Watt. Nutzbare Entladungsfläche = 404 cm². 1 emp. = (ann.) 20°. I, II, III und IV geben die Energiefaktoren für 0,59 cm Spiegelglas + bezw. 0,20, 0,43, 1,31 und 2,41 cm Luft und A und B für 0,24 cm Glas + bezw. 30 und 1,66 cm Luft an. I', II', III', IV', A' und B' sind die entsprechenden Kurven für die Energieaufnahme.

Die gesamte elektrische Charakteristik einer beliebigen Form des Siemensschen Ozonerzeugers läßt sich roh aus den oben gegebenen Beziehungen berechnen, wenn die Dimensionen und die dielektrische Konstante des Dielektrikums bei der gerade angewandten Frequenz bekannt sind.

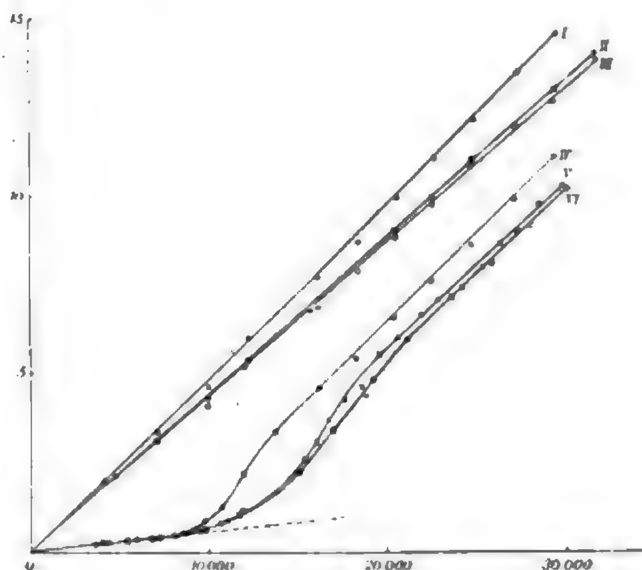


Fig. 6.

Einfluß der Temperatur. Abszissen = Volt. Ordinaten = Milliampere.
I, II, III Elektroden an 0,59 cm Spiegelglas; IV, V, VI 0,59 cm Glas + 0,43 cm Luft.
Temperaturen: I) 63°, II) 20°, III) 7°, IV) 54°, V) 18°, VI) 5°.
(Diese Beobachtungen sind unkorrigiert.)

Die Wirkung der Temperatur und der Verschiebungsstrom vor dem Beginn der Ionisierung sind in Fig. 6 dargestellt. Die punktierte Linie gibt den berechneten Verschiebungsstrom (Gleichung 3) an.

Worcesters Polytechnisches Institut, Worcester, Mass., Vereinigte Staaten. September 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 26. Oktober 1906.)

Der Dampfdruck des Kohlensäureschnees.

Von H. du Bois.

Im Jahre 1899 veröffentlichte ich in Gemeinschaft mit Herrn A. P. Wills einige vorläufige Messungen „zur thermometrischen und kryo

genen Verwendung des Kohlensäureschnees".[1]) Wie schon der Titel besagte, handelte es sich zunächst um Feststellung der damals fehlenden ungefähren Daten, welche für die praktische Verwendung des Schnees im Laboratorium in Betracht kommen, keineswegs um die endgültige Bestimmung einer exakten Dampfdrucktemperaturfunktion. Die am Schlusse jener Notiz in Aussicht gestellten genaueren Messungen unterblieben wegen der Rückkehr des Herrn Professors Wills nach Amerika.

Neuerdings erschienen auf diesem Gebiete zwei Arbeiten der Herren J. Zeleny und R. H. Smith, sowie J. und A. Zeleny.[2]) Die gefundene $P\Theta$-Kurve liegt um etwa 1° höher als die unsrige, also nach der Druckachse hin verschoben; gegenüber unserem Werte von 5,5 cm *Hg* pro Grad für $dP/d\Theta$ bei Atmosphärendruck findet sich in ersterer Arbeit die Zahl 6,35, in letzterer der Wert 5,87 (bezw. 1,0 cm *Hg* für 0,17° Temperaturänderung).

Nach den einleitenden Bemerkungen halte ich eine solche Differenz nicht für ausgeschlossen; auch ist bekanntlich die graphische Bestimmung der Neigungstangente an eine Kurve mit nur wenigen gegebenen Punkten viel heikler als etwa umgekehrt ihre graphische Integration.

Bei einer endgültigen Konstantenbestimmung scheint mir freilich die Verwendung reiner Kohlensäure geboten, während sich die genannten Physiker des käuflichen Produktes bedienten, ebenso wie s. Z. wir selbst. Unser Material war durch Verbrennung von Kokes gewonnene, mindestens 99,5 prozentige Kohlensäure, welche u. a. Luft, Wasser und Fettspuren enthalten konnte.

Wie mir von sachverständiger Seite mitgeteilt wurde, wird in Amerika flüssige Kohlensäure sehr häufig aus Brauereigasen gewonnen und gilt im allgemeinen als nicht so rein wie die hiesige, da sie hin und wieder kaum zu beseitigende, durch den Brauprozeß bedingte Riechstoffe und dergl. enthält. Ob und inwiefern solche Umstände zu den in Rede stehenden Abweichungen beigetragen haben mögen, läßt sich freilich ohne weiteres kaum beurteilen.

1) H. du Bois und A. P. Wills, Verh. D. Phys. Ges. 1, 168, 1899.

2) J. Zeleny und R. H. Smith, diese Zeitschr. **7**, 667, 1906. J. und A. Zeleny, ebenda S. 716; Physical Review **23**, 308, 1906.

Berlin, 5. November 1906.

(Eingegangen 8. November 1906.)

Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von G. J. Elias.

Ausführlichere Experimentaluntersuchungen über etwaige Anomalien der magnetischen Rotationspolarisation, in der Nähe eines Absorptionsbandes, wurden von Schmauß angestellt. Er untersuchte[1]) einige Anilinfarbstoffe (Fuchsin, Eosin, Cyanin, Naphthalinrot), sowie auch Didymglas, später[2]) noch Anilinblau und Lackmus, endlich[3]) flüssigen Sauerstoff, und auf Anregung einer Notiz von du Bois[4]) Neodym-, Praseodym- und Erbiumnitrat. Die Untersuchungen sollten für alle jene Substanzen in der Nähe ihrer Absorptionsbanden anomale Dispersion, und für die Lösungen der Anilinfarbstoffe entgegengesetzte Drehungen zu beiden Seiten einer Bande — wie es die Theorie der Molekularströme[5]) fordert — ergeben. Später zeigte Bates[6]), daß der von Schmauß benutzten Methode eine Fehlerquelle anhafte, wodurch seine Ergebnisse in Frage gestellt werden könnten. Bates selbst fand[7]) bei den Anilinfarbstoffen keinerlei anomale Dispersion. Eine spätere Notiz von Wood[8]) beschrieb eine Untersuchung der magnetischen Rotationsdispersion bei Praseodymchlorid, die allerdings eine anomale Rotationsdispersion ergab.

Da also einerseits die Schmaußschen Versuche nicht einwandfrei erscheinen — denn außer der von Bates genannten Fehlerquelle gibt es deren wahrscheinlich noch mehrere —, andererseits die Woodschen Vorversuche sich nur mit Praseodymchlorid beschäftigen und mehr qualitativer Natur sind, indem genauere Angaben der Versuchsdaten fehlen, so schien es mir angebracht zu versuchen, die ganze Frage einer eingehenderen Prüfung zu unterziehen.

Diese vorläufige Mitteilung berichtet zunächst kurz über die Versuche, welche ausgeführt wurden mit einer Lösung von Erbiumchlorid, seinerzeit bezogen von dem verstorbenen Professor Cleve in Upsala.[9])

1) A. Schmauß, Inaug.-Diss., München 1900. Ann. d. Phys. **2**, 280, 1900, wo auch weitere Literaturzusammenstellung zu finden ist. S. a. L. H. Sortsema, Versb. Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam. 1898, S. 289; 1899, S. 4; 1900, S. 55, 1901, S. 400; 1902, S. 250, 499; Beibl. **18**, 468, 1894.

2) A. Schmauß, Ann. d. Phys. **8**, 842, 1902.

3) A. Schmauß, Ann. d. Phys. **10**, 853, 1903. Sitz.-Ber. d. Math.-Phys. Kl. d. Bayr. Ak., S. 327, 1902.

4) H. du Bois, Rapp. Congr. de Phys. **2**, 460, Paris 1900. Ann. d. Phys. **7**, 944, 1902.

5) P. Drude, Lehrb. d. Optik, 1. Aufl., S. 397, 1900.

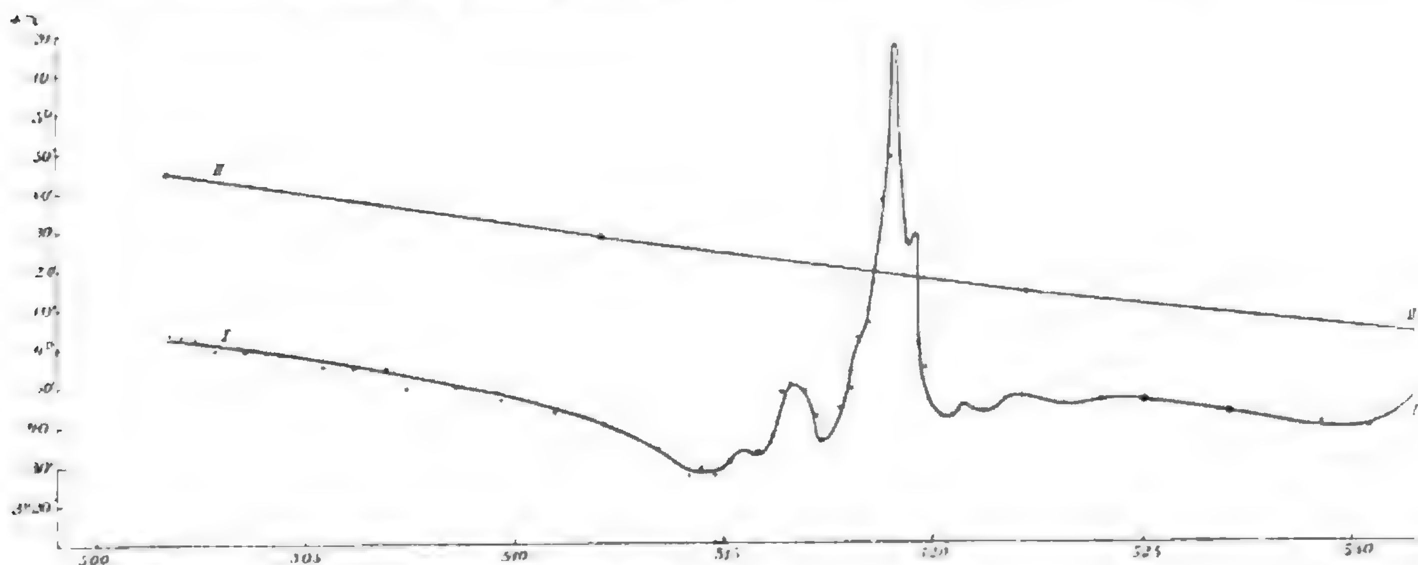
6) F. Bates, Ann. d. Phys. **12**, 1080, 1903.

7) F. Bates, Ann. d. Phys. **12**, 1091, 1903.

8) R. W. Wood, diese Zeitschr. **6**, 416, 1905.

9) H. du Bois und O. Liebknecht, Ann. d. Phys. **1**, 189, 1900.

I = Doppelte magnetische Drehung der Polarisationsebene bei einer Losung von Erbiumchlorid, 1/2 à 1/1 normal. in Glasküvette. Feldstärke 7500.
II = Dasselbe für Wasser, in derselben Küvette.



Die Beobachtungen wurden an einer Bande im Grünen, ungefähr bei $\lambda = 520$[1]) angestellt; dabei war das jeweilig benutzte Licht etwa innerhalb 0,4 $\mu\mu$ homogen. Eine Beschreibung der Versuchsanordnung soll übrigens später ausführlich erfolgen.

Aus meinen eigenen Vorversuchen ergab sich die Notwendigkeit, in der Nähe und innerhalb der Bande mit ganz kleinen Intervallen der Wellenlänge zu arbeiten, da man sonst sehr leicht wichtige Punkte übergehen könnte. Die Beobachtungen erfolgten bei Kommutierung des Stroms in einem Halbringelektromagnet. Als Halbschattendepolarisationswinkel genügte für die meisten Fälle $\frac{1}{2}^0$, welcher Winkel aber in der Nähe der Bande auf 1^0 und im Gebiete der stärksten Absorption bis auf 2^0 vergrößert werden mußte. Im allgemeinen wurde keine elliptische Polarisation beobachtet, nur im Gebiete der größten Rotation war diese merklich.

Die Resultate sind in der Figur verzeichnet (Kurve I). Jeder Punkt der Kurve ist das Mittel aus 6 bis 12 Einstellungen, die außerhalb der Bande höchstens um 4′ untereinander differierten, innerhalb der Bande natürlich mehr, bis zu 12′; den Mittelwerten selbst dürften Fehler von 1′ bis 2′ anhaften. Wie gleich ersichtlich, ist der Verlauf der Kurve ganz eigentümlich; besonders die beiden Maxima, erst das kleinere, und darauf das sehr steil ansteigende und noch steiler abfallende sind sehr bemerkenswert und geben der Kurve ein ganz anderes Gepräge, als dasjenige der von Wood für Praseodym gefundenen. Offenbar hängt diese eigentümliche Form aufs engste zusammen mit der komplizierten Struktur des betreffenden Absorptionsbandes.

Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Punkten des abfallenden Astes, zwischen $\lambda = 501{,}5$ und $\lambda = 512$ müssen vielleicht Fehlern zugeschrieben werden. Den weiteren kleineren Maximis, bei $\lambda = 515{,}5$ und $\lambda = 516{,}7$ scheint mir aber eine wirkliche Existenz zuzukommen, so auch dem kleinen scharfen Maximum bei $\lambda = 519{,}75$; jedenfalls fällt die Kurve hier nicht auf einmal steil ab.

Was den höchsten Punkt bei $\lambda = 519{,}35$ betrifft, so ist diesem keine große Genauigkeit beizumessen, weil die Homogenität des Lichtes doch noch keine genügende war, um dort genauere Messungen zu gestatten; jedenfalls aber liegt dieser Punkt höher als 5^0.[1]) Durch die sehr schnell veränderlichen Drehungen in der Nähe der stärksten Absorption war das Gesichtsfeld dort nicht ganz gleichmäßig beleuchtet. Auch machte die elliptische Polarisation sich hier ziemlich hinderlich bemerkbar. Weiter zeigt die Kurve noch einige kleinere Maxima, denen auch eine wirkliche Existenz nicht abzusprechen sein dürfte. Das Wiederansteigen der Kurve bei $\lambda = 530{,}5$ kann sehr wohl mit den weiteren Absorptionsbanden bei $\lambda = 536$ usw.[2]) zusammenhängen. Die flach gekrümmte Kurve II zeigt die positive Drehung des mit Wasser gefüllten Absorptionsgefäßes. Sehr eigentümlich ist es, daß die beiden Kurven einander durchschneiden, sodaß wenigstens, wenn man bei dieser Konzentration die Drehung noch als eine — wenn auch nur ange-

1) S. Forsling, Om Absorptionspektra hos Erbium, Holmium och Tulium. Svenska Vet.-Akad. Handlingar **24**, Afd. 1, No. 7, 1899.

1) Wahrscheinlich würde, wenn das Licht noch homogener gewesen wäre, dieser Punkt noch höher gefunden worden sein, indem doch immer ein Mittelwert aus verschiedenen Drehungen beobachtet wird.

2) S. Forsling, l. c.

naherte — additive Eigenschaft betrachten darf, der Drehungssinn des Erbiumsalzes an sich sein Zeichen umkehren würde. Vom theoretischen Standpunkte am interessantesten ist aber die Tatsache, daß die Drehungen zu beiden Seiten des Maximums im gleichen Sinne erfolgen, und zwar anfangs im positiven, nachher im negativen Sinne.

Diese vorläufigen Versuche beabsichtige ich weiter zu verfolgen, bei verschiedenen Konzentrationen und auch mit anderen seltenen Erden. Ferner sollen sie durch Bestimmung der gewöhnlichen Dispersion, sowie durch genauere Untersuchung des Absorptionsspektrums innerhalb und außerhalb des magnetischen Feldes, die nötige Vervollständigung erfahren.

Zum Schlusse möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. H. du Bois, in dessen Laboratorium diese Arbeit ausgeführt wurde, aufs herzlichste danken für die Anregung dazu und die bei der Ausführung empfangenen Ratschläge.

Berlin, 1. November 1906.

(Eingegangen 8. November 1906.)

Dreifarben-Interferenzbilder.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Herbert E. Ives.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer Anwendung des Lippmannschen Verfahrens auf die Herstellung von Dreifarbenbildern. Die Methode besteht in der Verwendung eines Satzes von Dreifarbennegativen zur Herstellung eines aus nebeneinander liegenden roten, grünen und blauen Linien bestehenden Bildes, nach der Art des Jolyschen Farbenbildes, wobei jedoch die Lamellenstruktur des Lippmannschen Films an Stelle der dem wirklichen Jolyschen Bilde Farbe erteilenden Pigmente gesetzt wird. Durch diese Kombination des Dreifarben-Verfahrens mit dem Verfahren der stehenden Wellen werden auf zwar indirektem, aber durchaus photographischem Wege Bilder erzielt, die die Treue der besten Dreifarben-Verfahren neben den den Lippmannschen Bildern eigenen Vorzügen besitzen. Die Farben liegen in dem Bilde selbst, so daß zu ihrer Sichtbarmachung keine Beobachtungsvorrichtung erforderlich ist; nach den Dreifarben-Originalnegativen läßt sich eine beliebige Anzahl von Farbenbildern herstellen.

Bisher sind Lippmannsche Photographien von natürlichen Gegenständen (im Gegensatz zu Spektren oder monochromatischen Lichtquellen) direkt in der Kamera hergestellt worden. Eine Abweichung von diesem einfachen, unmittelbaren Verfahren erfordert natürlich eine weitgehende Rechtfertigung. Eine solche wird sich aber aus einer Betrachtung früherer Versuche zum Photographieren gemischter Farben, wie es die Farben natürlicher Gegenstände sind, und aus den daraus zu ziehenden theoretischen und praktischen Schlußfolgerungen ergeben.

Schon lange ist man darüber im klaren, daß sich zwar Spektren nach dem Lippmannschen Verfahren leicht und gut photographieren lassen, aber Gegenstände, wie Landschaften, Stilleben usw., nur sehr schwierig und selten mit großer Treue wiederzugeben sind. Die Hauptgründe hierfür lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen:

1. Ein vollständiger Isochromatismus der Platten ist wesentlich.

Beim Photographieren von Spektren mit nicht isochromatischen Platten kann man einfach durch langes Exponieren eine intensive Wirkung sämtlicher Farben erzielen. Wenn man die photographisch wirksamsten Farben nach Erzielung ihrer Maximalwirkung noch weiter exponiert, so erhält man innerhalb weiter Grenzen keine Zunahme der Wirkung. Beim Photographieren natürlicher Gegenstände beeinträchtigt man begreiflicherweise die Licht- und Schattenwirkungen, wenn man zum Zwecke der Erzielung einer isochromatischen Wirkung zu langem Exponieren seine Zuflucht nimmt, da diese Werte ausschließlich durch die verschiedenen Expositionszeiten wiedergegeben werden. Die Abhängigkeit der jeweilig besten Ergebnisse von einer sorgfältigen Wahl der Expositionszeit ist oft beachtet worden.[1])

2. Wenn man der Farbe des zu photographierenden Gegenstandes recht nahe kommen will, so muß das Lamellensystem von beträchtlicher Tiefe und auch durchsichtig sein. Keine dieser Bedingungen ist aber erfüllt. Der Lippmannsche Film ist vielmehr sehr dünn (nicht dicker als 0,01 mm) und stark absorbierend.

3. Es ergibt sich aus den von H. Lehmann[2]) hergestellten mikroskopischen Schnitten, daß das Lamellensystem in Anbetracht der Zerstreuung des einfallenden Lichtes und auch aus anderen Gründen viel schneller abklingt, als sich rechnerisch voraussagen läßt.

Das reflektierte Licht ist daher stets weniger rein als das bei der Erzeugung der Lamellen wirksame. Die häufig zu beobachtende Ähnlichkeit der Lippmannschen Bilder mit kolorierten Ambrotypen oder Daguerrotypen läßt

1) R. Neuhauß, Die Farbenphotographie nach Lippmanns Verfahren, S. 45, 1898. „Das Bild gibt nur dann die Farben richtig wieder, wenn die Belichtungszeit richtig getroffen wurde. Halbfache Über- oder Unterexposition genügt schon vollständig, die Platte zu verderben."

2) Beiträge zur Theorie und Praxis der direkten Farbenphotographie, S. 81, 1906.

sich durch diese allgemeine Beimischung von Weiß erklären.

4. Aus den von Herrn **Lehmann**[1]) über das gleichzeitige Photographieren von zwei und drei Farben angestellten Versuchen ergibt es sich (und die theoretische Untersuchung des aus gemischten Farben entstehenden Lamellensystems bestätigt es), daß gemischte Farben mit einem Verlust an Helligkeit der Komponenten gegenüber der Wiedergabe der Komponenten allein reproduziert werden.

Hieraus ergibt es sich, daß, wenn Farben von verschiedenen Reinheitsgraden in einem zu photographierenden Gegenstand vorkommen, ihre relativen Helligkeiten unrichtig wiedergegeben werden. Z. B. würden eine mit einer Natriumflamme beleuchtete Fläche und eine solche, die man mit einer breiten aus Rot und Grün bestehenden Spektralregion beleuchtet, zwar dem Auge gleichfarbig erscheinen, aber bei Einstellung auf gleiche anscheinende Helligkeit mit ganz verschiedenen Helligkeiten wiedergegeben werden. Gewisse Farbenarten, wie z. B. die gewisser Anilinfarbstoffe, in deren Spektren zwei oder mehr Maxima vorkommen, würden in dieser Hinsicht sehr leiden.

Alle diese Umstände stellen dem völligen Gelingen des ursprünglichen Lippmannschen Verfahrens Hindernisse entgegen. Eine eingehende Untersuchung der Wiedergabe gemischter Farben und der für die jeweilig besten Ergebnisse wesentlichen Bedingungen wird augenblicklich von dem Verfasser vorgenommen und soll in kurzem veröffentlicht werden. Die obigen Schlußfolgerungen in bezug auf die Wiedergabe von Farben allerart sind jedoch bestätigt worden, und die Verwendung des Dreifarbenverfahrens als Mittel zu einer (für das Auge) getreuen Wiedergabe aller Arten von Farben mit Anwendung der Lippmannschen Films stellen das praktische Ergebnis der Untersuchung dar.

Der bestimmende Grund für dieses Verfahren ist folgender: Das Lippmannsche Verfahren ist nach dem Obigen zur getreuen Wiedergabe aller Farbensorten nicht geeignet. Für das Dreifarben-Verfahren sind nur enge Spektralstreifen erforderlich; zur Lieferung dieser ist der Lippmannsche Film dick und durchsichtig genug.

Wenn wir jetzt zu den praktischen Einzelheiten übergehen wollen, die sich ergeben haben, so ist es natürlich notwendig, ein System von Dreifarben-Negativen oder -Positiven zur Verfügung zu haben, die je den Betrag der Primärfarben rot, grün und blau darstellen müssen, wie dieser zur Mischung mit den geeigneten Beträgen der anderen erforderlich ist, wenn für das Auge die Farbe des zu photographierenden Gegenstandes nachgeahmt werden soll. Die von mir benutzten Dreifarbenpositive waren für das Chromoskopsystem hergestellte Positive.[1])

Der erste von mir konstruierte Apparat bestand aus einer Vergrößerungskamera, mit deren Hilfe ein Bild von irgendeinem der Dreifarbenpositive auf die Platte entworfen wurde, einem Heliostaten zur Entsendung eines Strahlenbündels von Sonnenlicht durch das Positiv und die Projektionslinse, und einem die Platte berührenden undurchsichtigen Linienschirm oder -Gitter, bei dem die undurchsichtigen Räume doppelt so breit waren wie die durchsichtigen. Vermittels des letzteren konnte ein Drittel der Plattenfläche auf einmal exponiert werden. Als farbige Lichtschirme, identisch mit den im Chromoskopsystem benutzten, versuchte ich ein rubinrotes, ein topfgrünes und ein aus einer Kombination von Kobaltblau und Signalgrün bestehendes Glas. Diese geben enge, gut voneinander getrennte Spektralstreifen, die rein genug sind, um die jeweilig besten Ergebnisse zu liefern. Das Verfahren bestand darin, daß drei Expositionen nacheinander vorgenommen wurden und zwischen je zweien das Dreifarbenpositiv ausgetauscht, ebenso der Farbenschirm vertauscht und der Schirm mit undurchsichtigen Linien um die Breite eines durchsichtigen Raumes (1 : 300 Zoll) verschoben wurde. Die Methode ist in jeder Hinsicht gleich der von dem Verfasser zur Erzeugung von Beugungsfarbenbildern[2]) verwandten.

Es wurde bald festgestellt, daß viel reinere Farben benutzt werden müssen, als die von den Farbenschirmen gelieferten, und zwar aus folgendem Grunde: Der Spektralstreifen, mit dessen Hilfe die Platte beleuchtet wurde, erschienen reproduziert bei der Prüfung der Photographie im Spektroskop viel breiter. Die Dreilinienbilder ergaben daher, anstatt im Spektroskop drei isolierte helle Streifen zu zeigen, ein kontinuierliches Spektrum mit leichtschattierten Räumen im Gelb und Blaugrün. Dies wurde durch Expositionen mit Spektralstreifen verschiedener Breite bestätigt, die von einer einfarbigen Lichtquelle geliefert wurden. In allen Fällen fand ich bei den spektroskopischen Untersuchungen, daß diese Streifen durch breite, nicht scharf definierte Streifen wieder-

1) l. c., S. 14.

1) Das Chromoskopsystem basiert auf dem Maxwellschen Farbenmischungsdiagramm. Die drei Negative werden mit Farbenschirmen hergestellt, die mit den benutzten Platten Intensitätskurven ergeben, entsprechend den die drei Primärempfindungen darstellenden Maxwellschen Farbenkurven. Diese Kurven geben die Beträge der drei engen Spektralstreifen an (in der Nähe von C, zwischen E und F, zwischen F und G), deren Mischung für das Auge die Farben und Helligkeitswerte aller Teile des Sonnenspektrums ergibt. Die Anwendung der Maxwellschen Analyse auf die Dreifarbenphotographie wurde zum ersten Male von F. E. **Ives** im Jahre 1888 veröffentlicht.

2) Physical Review, Juni 1906, S. 339.

gegeben wurden, die 5 bis 10mal so breit wie die Originale waren. Als die einfarbigste Lichtquelle, die sich erzielen läßt, d. h. eine Natriumflamme, photographiert wurde, zeigte die Platte im Spektroskop einen ziemlich schmalen Streifen, obwohl immer noch etwas rotes und grünes Licht sichtbar war. So reine Farben, wie die auf diesem Wege erzielten, sind für Dreifarbenphotographien ganz gut geeignet. Da geeignete Quellen für rote, grüne und blaue Linien nicht erhältlich waren, konnte ich nichts Besseres tun, als Teile des Spektrums einer einfarbigen Lichtquelle von ungefähr 80 Å.-Einheiten Breite zu benutzen. Das farbige Licht wurde auf das Dreifarbenpositiv entworfen und dieses direkt vor den Schirm mit undurchsichtigen Linien und die Platte gestellt, so daß es einen Schatten warf.

Mit diesem Apparat wurden dreifarbige Bilder mit stehenden Wellen erzielt, die den Vergleich mit Chromoskopbildern sehr gut aushalten und Eigenschaften besitzen, die nur selten oder überhaupt nicht an gewöhnlichen Lippmannschen Bildern zu beobachten sind. Die Farben- und Helligkeitswerte sind getreu wiedergegeben, und das eigentümliche metallische Aussehen, daß bei den meisten Interferenzbildern so häufig vorkommt, fehlt vollständig. Es sind natürlich nicht direkt in der Kamera aufgenommene Farbenbilder, das Ideal, nach dem wir streben; doch sind sie treue und nach einem ausschließlich photographischen Verfahren hergestellte Farbenbilder; sie werden bei der Betrachtung in der Hand gehalten und können unbegrenzt vervielfältigt werden. Zwar entsprechen sie nicht dem volkstümlichen Begriff einer Farbenphotographie in demselben Maße, wie direkt in der Kamera aufgenommene Lippmannsche Bilder es tun würden, wenn sie von den im obigen auseinandergesetzten unvermeidlichen Mängeln frei wären; doch stellen sie vielleicht die nächste für den Augenblick mögliche Annäherung an eine wirkliche Farbenphotographie dar.

Die Mängel dieser neuen Dreifarben-Interferenzbilder, soweit ich solche bisher hergestellt habe, sind den unvollkommenen bei der Ausführung der Arbeit zur Verfügung stehenden Mitteln zuzuschreiben. Das von mir benutzte farbige Licht war nicht so monochromatisch, wie wünschenswert. Die drei hellen Farbenstreifen, die man bei der Beobachtung der Photographien mit dem Spektroskop erblickt, sind daher ziemlich breit und die Zwischenräume nicht ganz schwarz; hieraus ergibt sich eine gewisse Degradierung der Farbenwerte. Ich beabsichtige, sobald wie möglich Bilder vermittels monochromatischen Lichtes herzustellen, das mir Lichtquellen wie die Kadmiumlinien liefern sollen; die dreifachen (Jolyschen) Linien sollen mindestens 200 pro Zoll ausmachen, so daß sie so ziemlich unsichtbar werden. Mit diesen Verbesserungen dürften die Bilder zu den vollkommensten Anwendungen des Dreifarben-Verfahrens gehören.

Die von mir benutzten Platten waren nach der von Valenta[1]) veröffentlichten Formel hergestellt, mit der Abweichung, daß ich es für nötig fand, die Gelatinemenge zu verdoppeln; dies kann jedoch an der von mir benutzten Gelatinesorte[2]) gelegen haben. Die Bilder wurden nach der üblichen Methode unter einem Prisma aufgezogen. Um alle etwaigen störenden Spiegelungen zu verhindern, wurden die Hinterseite des Glases und die Unterfläche des Prismas mit Schmirgel geschliffen, bevor auf die eine Asphaltlack und auf die andere Kanadabalsam aufgetragen wurde. Ferner fand ich es vorteihaft, an Stelle von Kanadabalsam beim Zusammensetzen des Prismas Gummistorax ($n = 1,58$) zu benutzen. Hierdurch wird die Oberflächenspiegelung des Films geringer als bei Benutzung von Balsam, und außerdem stellt sich (wenn die Unterseite des Prismas geschliffen ist) eine leichte Lichtdiffusion ein, so daß das Bild in einem größeren Winkel sichtbar ist und die Spiegelung der Lichtquelle (z. B. eine Gasflamme) nicht mehr störend wirkt.

1) Die Photographie in natürlichen Farben, S. 52, 1894.
2) „Gold Label", käuflich bei Eimer & Amend, New York.

Physikalisches Laboratorium der Johns Hopkins-Universität, 7. Oktober 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 22. Oktober 1906.)

BESPRECHUNGEN.

F. Richarz und W. König, Zur Erinnerung an Paul Drude. Zwei Ansprachen. Mit einem Bilde und einem Verzeichnis der wissenschaftlichen Arbeiten Drudes. 8. 48 S. Gießen, Alfred Töpelmann. 1906. M. 1.40.

Zur Erinnerung an den früheren Leiter des Gießener Physikalischen Instituts wurde bald nach Drudes Tode eine Gedächtnisfeier abgehalten, bei welcher Drudes Marburger Kollege F. Richarz sowie sein Nachfolger W. König Ansprachen hielten. Während Richarz insbesondere des Wirkens Drudes für und in dem für Marburg und Gießen gemeinsamen physikalischen Kolloquium gedachte, entwarf König

in ausführlicher Gedächtnisrede ein getreues Bild des Entwickelungsganges und der wissenschaftlichen Leistungen seines Vorgängers. Die von warmem Gefühl getragenen Ausführungen beider, sowie die Zusammenstellung der von Drude sowie unter seiner persönlichen Leitung ausgeführten Arbeiten bilden ein würdiges Denkmal für den auf der Höhe seines Schaffens von uns Geschiedenen. E. Bose.

(Eingegangen 22. November 1906.)

Drude, P., Lehrbuch der Optik. 2. erweiterte Auflage. gr. 8. XVI u. 538 S. mit 110 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1906. M. 12.—, gebunden M. 13.—.

In der vorliegenden zweiten Auflage von Drudes Lehrbuch der Optik erscheint ein überaus wertvoller Teil des wissenschaftlichen Nachlasses des auf dem Gipfel seiner Leistungen so jäh Zusammengebrochenen. Die erste Auflage des Werkes ist an dieser Stelle[1]) seinerzeit eingehend gewürdigt worden, und der hohe Wert des Werkes so allgemein bekannt, daß es keiner weiteren Ausführungen darüber bedarf. Es erscheint vielmehr als das angemessenste, dem verstorbenen Autor selbst das Wort zu erteilen, da er in der nur wenige Tage vor seinem Tode verfaßten Vorrede selbst auf das klarste die Abänderungen und Ergänzungen gegenüber der ersten Auflage skizziert hat.

„In den sechs Jahren, welche seit Erscheinen der ersten Auflage dieses Buches verstrichen sind, hat sich in der ganzen Physik durch die experimentelle und theoretische Ausbildung der Elektronenlehre eine rapide Entwickelung vollzogen, wie sie wohl bisher einzig dasteht. Auch in der Optik ist naturgemäß dieser Fortschritt bemerklich in den Kapiteln, welche, wie die Dispersion der Körper, und die magnetische Aktivität, auf der Ionenhypothese aufgebaut sind. Der Fortschritt liegt dabei wesentlich im Ersatz der Ionenhypothese durch die Elektronenhypothese, das heißt durch die Erkenntnis, daß aus gewissen optischen Erscheinungen dieselben universellen charakteristischen Konstanten abgeleitet werden können, die auch bei Kathodenstrahlen und überhaupt freien Elektronen auftreten. Diesen Fortschritt habe ich in den betreffenden Kapiteln in dieser neuen Auflage kurz zur Darstellung zu bringen gesucht. — Im Kapitel über natürliche Aktivität ist die Aufstellung der Grundgleichungen auch verbessert, entsprechend den hier gemachten Fortschritten. — Der größte Fortschritt ist aber wohl zweifellos im Gebiete der Strahlung zu verzeichnen, wo es Planck gelungen ist, nicht nur ein experimentell gut bestätigtes Strahlungsgesetz für schwarze Körper zu gewinnen, sondern auch eine zahlenmäßige Berechnung des elektrischen Elementarquantums und der absoluten Masse der Gasmoleküle aus den Strahlungskonstanten. Wenn ich darauf verzichten mußte, eine Ableitung dieser Planckschen Formel zu geben, zumal diese Aufgabe auch seit Erscheinen der Planckschen Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung völlig unnötig ist, so habe ich doch kurz außer den Resultaten auch den Gedankengang zu skizzieren gesucht, weil er mir von allgemeinem Interesse zu sein scheint auch für einen Leser, der in das mathematische Detail nicht eindringen will. — In den übrigen Kapiteln, besonders der physikalischen Optik, habe ich an einigen Stellen Fortschritte und Zitate neuerer Literatur aufgenommen, aber diese machen auf Vollständigkeit keinen Anspruch, da der Charakter des Buches der eines kurzgefaßten Lehrbuches bleiben sollte, das zum weiteren Studium der ausführlichen Handbücher und der Originalliteratur vorbereiten und anregen soll.

Dem bei einer Besprechung der 1. Auflage geäußerten Wunsche folgend, habe ich dieser 2. Auflage ein kurzes Sachregister zugefügt."

E. Bose.

(Eingegangen 22. November 1906.)

1) Diese Zeitschrift 1, 415, 1900.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dipl.-Ing. Adolf Nägel für technische Thermodynamik, Gas- und Kühlmaschinen an der Technischen Hochschule Dresden.

Berufen: Dr. Emil Baur, Privatdozent an der Technischen Hochschule München als a. o. Professor der physikalischen Chemie und Elektrochemie an die Technische Hochschule Braunschweig.

Ernannt: Dr. Adalbert Kolb und Dr. Bernhard Neumann, Privatdozenten an der Technischen Hochschule Darmstadt, zu a. o. Professoren der Chemie an derselben Hochschule.

Professor Henri Moissan in Paris wurde der 1906er Nobelpreis für Chemie, Professor J. J. Thomson in Cambridge der Nobelpreis für Physik verliehen. Der Professor der Chemie an der Universität Straßburg Dr. Rudolf Fittig erhielt die Davy-Medaille der Royal Society in London.

Sir David Gill, Astronom des Royal Observatory des Cape of Good Hope **in den Ruhestand getreten** und übersiedelt nach London.

Gestorben: Der a. o. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Karl Garzarolli, Edler von Turnlackh.

Der Vizedirektor Liard der Pariser Universität gibt bekannt, daß Physiker ohne Unterschied der Nationalität sich um Stipendien zur Teilnahme an den Arbeiten des Laboratoriums von Frau Curie bewerben können. Jedes der von dem Amerikaner Andrew Carnegie (Rektor der Universität St. Andrews in Schottland) gestifteten Stipendien beträgt 12500 Francs.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google